



Recherche de la symétrie tétraédrique dans le noyau ^{156}Gd par spectroscopie γ

Quang Tuyen Doan

► To cite this version:

Quang Tuyen Doan. Recherche de la symétrie tétraédrique dans le noyau ^{156}Gd par spectroscopie γ . Autre [cond-mat.other]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2009. Français. NNT : 2009LYO10202 . tel-00561660

HAL Id: tel-00561660

<https://theses.hal.science/tel-00561660>

Submitted on 1 Feb 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Thèse

présentée

devant l'Université Claude Bernard Lyon-1
pour l'obtention du

DIPLOME de DOCTORAT

(arrêté du 07 août 2006)

Spécialité : Physique Nucléaire

par

DOAN Quang Tuyen

**Recherche de la symétrie tétraédrique dans le
noyau ^{156}Gd par spectroscopie γ**

soutenue le 26 Novembre 2009

devant la Commission d'Examen

Jury :	M.	D.	CURIEN	
	M.	D.	DAVESNE	
	M.	D.	GUINET	
	Mme.	A.	KORICHI	Rapporteur
	M.	C.	PETRACHE	Rapporteur et Président du Jury
	M.	O.	STÉZOWSKI	Directeur de thèse

Remerciements

Au cours de ces trois années de thèse, j'ai eu l'occasion de travailler dans de grandes collaborations (TetraNUC et AGATA) et eu la chance d'effectuer de nombreuses rencontres. Je voudrais remercier ici toutes les personnes qui ont contribué de près ou de loin à l'aboutissement de ce travail.

Tout d'abord, je voudrais remercier Monsieur Bernard ILLE, Directeur du laboratoire pour m'avoir accueilli au sein de IPNLyon.

Je voudrais exprimer en ces quelques lignes toute ma gratitude et toute ma reconnaissance à mon directeur de thèse, Monsieur Olivier STÉZOWSKI, groupe Matière Nucléaire, Docteur Habilité à Diriger des Recherches, chargé de recherche au CNRS. Au long de ces trois années de thèse, j'ai pu apprécier son énergie, ses grandes compétences scientifiques et compter sur son soutien. Les nombreux conseils qu'il m'a donnés, les idées qu'il m'a soumises m'ont beaucoup aidés pour mener à bien ce travail. Je l'en remercie infiniment.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Monsieur Daniel GUINET, Professeur à l'Université Lyon1, co-encadrant de cette thèse, pour les discussions, les conseils et les suggestions pendant ces trois années. Merci Daniel pour le cours de Physique du Noyau grâce auquel j'ai trouvé une très forte motivation pour la recherche et plus particulièrement dans le domaine de la structure nucléaire.

Je souhaite exprimer ma reconnaissance à Monsieur Costel PETRACHE, Professeur à l'Université Paris-Sud 11, pour l'attention qu'il a bien voulu porter à ce travail et pour avoir accepté d'être rapporteur et de présider le jury de cette thèse.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude Madame Amel KORICHI, CSNSM Orsay, Docteur Habilité à Diriger des Recherches, chargé de recherche au CNRS pour m'avoir fait l'honneur d'être les rapporteur de cette thèse.

J'aimerais exprimer toute ma gratitude à Monsieur Dany DAVESNE, Professeur à l'Université Lyon 1, pour avoir accepté de faire parti de mon jury de thèse.

Je tiens également à remercier Monsieur Dominique CURIEN, IPHC Strasbourg, d'une part pour avoir participé au Jury de cette thèse et d'autre part

pour m'avoir accueilli lors que mes séjours à Strasbourg pour travailler sur l'analyse des données. Merci pour les suggestions, les renseignements qu'il m'a donnés pour mener à bien cette analyse.

Ces remerciements s'adressent également à la collaboration TetraNUC, en particulier Monsieur Jerzy DUDEK, Professeur à l'Université Strasbourg 1, pour les cours sur la symétrie tétraédrique et pour avoir lu et corrigé le chapitre théorique de cette thèse.

Je voudrais également remercier l'ensemble du groupe Matière Nucléaire pour les aides et les encouragements donnés pendant ces trois années de thèse. Bonne continuation!!!

Un grand remerciement s'adresse à Monsieur Jacques MEYER, et Madame Michelle MEYER, Professeurs à l'Université Lyon1, pour leur aide et pour m'avoir encouragé dès les premiers jours de mon séjour en France.

Je souhaiterais remercier enfin tous les membres des différents services de l'IPNLyon qui ont fait en sorte que ce travail se déroule dans de très bonnes conditions.

Résumé

Des calculs théoriques utilisant la méthode de champ moyen ont suggéré l'existence des formes du noyau avec la symétrie tétraédrique et/ou octaédrique dans la région des terres rares au voisinage des noyaux ^{156}Gd et ^{160}Yb . Dans les noyaux avec une symétrie tétraédrique pure, des transitions intra-bande E2 à bas spin dans des bandes de parité négative disparaissent ou sont très faibles. Ce travail est dédié à une recherche expérimentale de la symétrie tétraédrique dans le noyau ^{156}Gd . Une expérience a été faite à Jyväskylä avec le multi-détecteur JUROGAM, sur la réaction de fusion - évaporation $^{154}\text{Sm}(\alpha, 2n)^{156}\text{Gd}$. L'analyse des données, a établi les rapports d'embranchement de deux bandes de parité négative et a permis, par distribution angulaire, de connaître la nature d'une nouvelle transition. Les rapports d'embranchement obtenus sont comparables avec ceux des expériences précédentes et quelques limites supérieures ont été déterminées. L'absence de transitions à bas spin ($I^\pi < 9^-$) dans la bande de parité négative à spin impair a été confirmée. Ces résultats ont renforcé l'hypothèse d'une symétrie tétraédrique dans le noyau ^{156}Gd .

La spectroscopie γ est l'outil majeure utilisé dans ce travail. Les principes ainsi qu'une étude de simulation réaliste sont détaillés dans ce manuscrit. La simulation avec des événements réalistes a été faite pour comparer la fonction de réponse de deux types de multidétecteurs EUROBALL et AGATA. Les résultats montrent que sous certain conditions la phase démonstrateur d'AGATA peut être utilisée pour la recherche d'événements rares.

Abstract

Theoretical calculations using realistic mean-field method suggest the existence of nuclear shapes with tetrahedral and/or octahedral symmetries in some rare earth nuclei around ^{156}Gd and ^{160}Yb . In nuclei with exact tetrahedral symmetry, the E2 intra-band transitions are predicted to vanish completely or to be very weak. This work is devoted to an experimental research of the tetrahedral symmetry in the nucleus ^{156}Gd . An experiment has been carried out with the JUROGAM γ - rays detector at Jyväskylä by using the fusion - evaporation reaction $^{154}\text{Sm}(\alpha, 2n)^{156}\text{Gd}$. In analysis, the branching ratios of two parity negative bands were determined, the angular distribution has been analyzed to determine the nature of one inter-band transition between these two bands. The transitions strength ratios determined are of the same order of magnitude as previous experiments, and some upper limits have been established for the lowest spin. The missing of the E2 transitions below the $I^\pi = 9^-$ states in the odd spin parity negative band were confirmed. The results of this work reinforced the hypothesis of the tetrahedral symmetry in the nucleus ^{156}Gd .

γ -ray spectroscopy is the major tool used for this work. Detection principles and γ -ray simulations are detailed in the document. The simulation, based on realistic events, has been realised to compare the response function of two multidetectors EUROBALL and AGATA. The results show that under certain conditions the first phase of AGATA (demonstrator) is also a tool to search for rare events.

Table des matières

Introduction	9
I Éléments théoriques et symétrie tétraédrique	13
I.1 Les modèles du noyau	14
I-1.1 Modèle de la goutte liquide	14
I-1.2 Paramétrisation de la surface nucléaire	15
I-1.3 Modèle du champ moyen	17
I-1.3.a Le potentiel de Woods-Saxon	17
I-1.3.b La méthode de Strutinsky	18
I-1.4 La rotation du noyau	20
I-1.4.a Le modèle rotor + particule(s)	20
I-1.4.b La limite du couplage fort	22
I-1.4.c La limite du couplage faible	23
I-1.4.d Les moments d’inertie	23
I-1.5 Le modèle du “cranking”	24
I.2 La symétrie tétraédrique	25
I-2.1 La stabilité nucléaire	26
I-2.2 Des groupes ponctuels de symétrie	27
I-2.2.a Invariance de la surface sous l’action des groupes pon-	
tuels de symétrie	30
I-2.2.b Déformations tétraédriques	32
I-2.2.c Déformations octaédriques	33
I-2.3 Spectres d’énergie individuels	34
I-2.3.a Spectre d’énergie individuel de symétrie tétraédrique . .	34
I-2.3.b Spectre d’énergie individuel de symétrie octaédrique . . .	36
I-2.4 Instabilité des symétries tétraédrique et octaédrique	36
I-2.5 Des signatures expérimentales de la symétrie tétraédrique	38
I.3 Conclusions du chapitre	42

II	La spectroscopie γ : multi-détecteurs et simulations Monté Carlo	43
II.1	Généralités	44
II-1.1	La détection des rayonnements γ	44
II-1.1.a	L'effet photoélectrique	44
II-1.1.b	L'effet Compton	45
II-1.1.c	La création de paires	46
II-1.2	Les détecteurs semi-conducteur Germanium	47
II-1.2.a	Le principe de fonctionnement des détecteurs Germanium	47
II-1.2.b	Les caractéristiques des détecteurs Germanium	48
II-1.2.c	La reconstruction des énergies des rayonnements γ	51
II-1.3	Les multi-détecteurs de rayonnements γ	53
II-1.3.a	La configuration du multi-détecteur	53
II-1.3.b	Caractéristiques des multi-détecteurs Germanium	54
II-1.3.c	Caractérisation d'un multi-détecteur γ	56
II-1.4	Acquisition : quelques généralités	57
II-1.4.a	Vue globale	57
II-1.4.b	Electronique : analogique et numérique	58
II-1.4.c	"Trigger" / "Triggerless"	58
II-1.4.d	Acquisition AGATA	60
II-1.5	Quelques multi-détecteurs	60
II-1.5.a	EUROBALL	61
II-1.5.b	JUROGAM	62
II-1.5.c	AGATA	62
II.2	Simulation Monté Carlo : EUROBALL III et AGATA	63
II-2.1	Les motivations de la simulation	63
II-2.2	Les outils informatiques	64
II-2.3	Caractérisation des multi-détecteurs	65
II-2.3.a	Le multi-détecteur EUROBALL	66
II-2.3.b	Le démonstrateur AGATA	70
II-2.3.c	Conclusions	76
II-2.4	Simulation avec des événements réalistes	77
II-2.4.a	Désexcitation du noyau composé	77
II-2.4.b	Le noyau ^{152}Dy	80
II-2.4.c	Le choix de réaction	80
II-2.4.d	Le principe de la simulation	81
II-2.4.e	Analyse des données	83
II-2.4.f	Les résultats	87

II.3 Conclusions du chapitre	93
III La recherche de la symétrie tétraédrique dans le noyau ^{156}Gd	95
III.1 Les motivations physiques	96
III-1.1 L'énergie totale du noyau ^{156}Gd	96
III-1.2 Le spin du noyau ^{156}Gd	97
III-1.3 Les indices expérimentaux	98
III.2 Présentation de l'expérience	99
III-2.1 Le but de l'expérience	99
III-2.2 La réaction	99
III-2.3 Le multi-détecteur JUROGAM	100
III-2.4 Électronique	101
III.3 Analyse des données	102
III-3.1 Calibration en temps	102
III-3.2 Calibration en énergie	105
III-3.3 Cube $\gamma - \gamma - \gamma$	108
III.4 Résultats	109
III-4.1 Identification des transitions	109
III-4.2 Les intensités relatives des transitions	114
III-4.2.a La courbe d'efficacité relative	114
III-4.2.b Méthode de détermination de l'intensité relative	115
III-4.2.c Intensités relatives des transitions du noyau ^{156}Gd	119
III-4.3 Calcul des rapports d'embranchement $B(E2)/B(E1)$	119
III-4.3.a Rappels théoriques	119
III-4.3.b Rapport $B(E2)/B(E1)$ de deux bandes de parité négative	120
III-4.4 La multipolarité des transitions nouvelles	121
III-4.4.a Éléments théoriques	121
III-4.4.b Résultats	123
III-4.4.c Distributions angulaires de transitions connues	125
III-4.4.d Distributions angulaires de nouvelles transitions	126
III.5 Conclusions du chapitre	128
Conclusions et perspectives	131
Bibliographie	137

Table des figures

I.1	Les symétries et les formes nucléaires correspondant aux déformations purement quadrupolaire	17
I.2	L'énergie potentielle avec la correction de Strutinsky	19
I.3	Modèle rotor + particule(s).	21
I.4	Le couplage entre le nucléon célibataire et la rotation collective	22
I.5	La stabilité nucléaire	26
I.6	Un exemple d'une superposition des 6 représentations irréductibles	28
I.7	La comparaison de deux formes de la symétrie tétraédrique	33
I.8	La comparaison de deux formes de la symétrie octaédrique	34
I.9	Evolution des niveaux d'énergie individuelle des noyaux au voisinage du noyau ^{226}Th	35
I.10	Evolution des niveaux d'énergie individuelle des noyaux au voisinage du noyau ^{170}Yb	37
I.11	Energie totale du noyau ^{156}Dy en fonction des déformations	38
I.12	Un exemple du comportement de moment quadrupolaire en fonction de la déformation multipolaire	39
I.13	La signature expérimentale de la symétrie tétraédrique dans le noyau ^{156}Gd	41
II.1	La diffusion Compton des rayonnements γ calculée par la formule de Klein-Nishina	45
II.2	L'importance des interactions possibles des rayonnements γ avec le Germanium ($Z=32$)	46
II.3	Les différents facteurs affectant la résolution sous faisceau.	50
II.4	Diffusion de rayonnements γ dans un détecteur composé de deux cristaux	52
II.5	Vue partielle de quelques multi-détecteurs.	53
II.6	Vue globale du flot de données.	57
II.7	La procédure de traitement des signaux par électronique analogique (a) et électronique numérique (b).	58
II.8	Le système d'acquisition avec "Trigger" et sans "Trigger".	59
II.9	Traitement des signaux d'un cristal de Germanium d'AGATA.	60

II.10	Quelques types de détecteurs composites.	61
II.11	La géométrie du détecteur EUROBALL	66
II.12	“Addback” effectué pour les cristaux dans les “Clovers” et “Clusters” d’EUROBALL	67
II.13	Efficacité photopic et rapport Pic/Total pour EUROBALL	69
II.14	Résolution en énergie obtenue pour le multi-détecteur EUROBALL . . .	70
II.15	La géométrie du multi-détecteur AGATA	71
II.16	L’absorption totale d’un photon par deux diffusions Compton et une in- teraction photoélectrique.	72
II.17	Efficacité photopic du démonstrateur AGATA en fonction de l’énergie . .	73
II.18	Le rapport Pic/Total du démonstrateur AGATA.	74
II.19	La résolution en énergie du démonstrateur AGATA (pour différente vi- tesse de la source) et d’EUROBALL.	75
II.20	La désexcitation du noyau composé formé dans une réaction de fusion- évaporation.	78
II.21	Schéma de niveaux du noyau ^{152}Dy	79
II.22	Principe de la simulation	82
II.23	Les transitions E1 et E2 sont générées statistiquement dans des intervalle d’énergie (0 à 8 MeV) et (0 à 4 MeV)	82
II.24	Une partie du spectre “single” de rayonnements γ	84
II.25	Une fraction de la matrice $\gamma - \gamma$ construite à partir des données simulées	85
II.26	Le spectre “single” et le spectre des transitions dans la bande rotation- nelles R3 en coïncidence avec 952 keV	86
II.27	Spectre “single” des multi-détecteurs EUROBALL (a) et du démonstrateur AGATA (b) pour les deux réactions symétrique et asymétrique	88
II.28	Distribution du nombre des rayonnements γ détectés (Fold) et recons- truits par EUROBALL et par le démonstrateur AGATA (AD).	89
II.29	Une partie de la projection totale des matrices $\gamma - \gamma$ pour le démonstrateur AGATA et EUROBALL	90
II.30	Les fenêtres placées pour projeter sur la matrice $\gamma - \gamma$	90
II.31	Spectre conditionné (gate placée sur 1217 keV) d’EUROBALL et du démonstrateur AGATA situé à 140 mm de la source.	91
II.32	Bande super-déformée du noyau ^{152}Dy reconstruite par EUROBALL (bleu) et par le démonstrateur AGATA(rouge)	92
III.1	L’énergie totale de surface du noyau ^{156}Gd en fonction des déformations	97
III.2	L’évolution du spin du noyau ^{156}Gd en fonction de la fréquence	98
III.3	Le détecteur JUROGAM utilisé dans notre expérience.	100

III.4	Le diagramme du système électronique et d'acquisition de JUROGAM pour notre expérience.	101
III.5	Le spectre en temps	103
III.6	La résolution en temps de l'électronique TNT et TDR.	104
III.7	La calibration en énergie	106
III.8	Le spectre d'énergie calibré d'un détecteur donné pour la chaîne TNT et la chaîne TDR	107
III.9	Schéma de niveaux partiel du ^{156}Gd établie avec nos données.	109
III.10	Les transitions intra-bandes E2 dans la bande de parité négative à spin pair du noyau ^{156}Gd	110
III.11	Les transitions intra-bandes E2 à bas spin dans la bande de parité négative à spin du noyau ^{156}Gd	111
III.12	Le spectre conditionné est obtenu en mettant des conditions sur les transitions 399.8 keV ($10^- \rightarrow 8^-$) et 1054.0 keV ($7^- \rightarrow 6^+$).	112
III.13	Les transitions intra-bandes E2 dans la bande de parité négative à spin impair du noyau ^{156}Gd	113
III.14	Spectre conditionné avec deux conditions : 390 keV ($8^- \rightarrow 7^-$) et des transitions E2 de la bande de parité négative à spin pair	114
III.15	L'efficacité photopic relative du multi-détecteur JUROGAM.	116
III.16	Un exemple de trois transitions dans un schéma de niveaux	117
III.17	La distribution angulaire des transitions connues	124
III.18	La distribution angulaire de la transition inter-bande ($8^- \rightarrow 7^-$)	127

Introduction

A l’heure actuelle, la spectroscopie de rayonnements γ est une des meilleures méthodes pour accéder à la structure nucléaire. La détection et l’analyse des caractéristiques de rayonnements γ émis lors d’une réaction nucléaire permettent de remonter, à travers des modèles théoriques, à la structure ainsi qu’au mécanisme de formation du noyau. Chaque étape du développement de nouveaux systèmes de détection des rayonnements γ ouvre des possibilités nouvelles d’étudier la structure du noyau atomique.

Dans les années 1940, les scintillateurs d’Iodure de Césium (CsI) et d’Iodure de Sodium (NaI) sont utilisés pour détecter des rayonnements γ avec une résolution en énergie de 6 à 7% pour le pic de 662 keV de la source ^{137}Cs . Vingt ans après, l’utilisation des détecteurs dopés au Lithium Ge(Li) et Si(Li)[Pell60, Freck60] a amélioré la résolution en énergie qui est de 50 fois à 100 fois meilleure que celle des scintillateurs. Pour observer des structures rares dans les noyaux, on a besoin de systèmes de détection de plus en plus performants, en améliorant la résolution en énergie tout en ayant une grande efficacité “photopic”. Une étape importante est l’utilisation de cristaux de Germanium hyper-pur[Knoll02] dans les années 1970 qui permet d’observer des transitions de bandes rotationnelles jusqu’à des spins moyens ($24 \hbar$ dans la région de terre-rares[Liede78]). Dans les années 1980, les premières générations de multi-détecteurs ont été construites et ont permis d’observer des structures de très faible intensité. Le résultat le plus spectaculaire de cette époque est la découverte en 1986 d’une bande superdéformée (SD) dans le noyau ^{152}Dy par P. J. Twin et ses collaborateurs avec le multi-détecteur TESSA 3 à Daresbury[Twin86].

C’est en 1989 que le multi-détecteur EUROGAM (EUROpean GAMma-ray Microscope) [Beaus92, Beck92] a été construit par une collaboration de six laboratoires français et quatre laboratoires britanniques. Il était constitué de 45 détecteurs Germanium de gros volume. Dans les années suivantes, la seconde phase de ce multi-détecteur (EUROGAM II) est constituée de 126 détecteurs Germanium puis son successeur, dans une collaboration étendue, EUROBAL[Simps97], est constituée de 239 cristaux de Germanium individuels. La mise en oeuvre de spectromètres 4π de détection des rayonnements γ et l’utilisation des détecteurs Germanium composites ont conduit à des abaissements importants des limites de détection et ont donné une bonne efficacité photopic en maintenant une bonne résolution en énergie. Pour les multi-détecteurs ac-

tuels ni la position des points d'interaction ni le parcours des rayonnements γ dans le milieu du détecteur ne sont connus. Ainsi la direction d'émission des rayonnements γ ne peut pas être déterminée précisément. De même, on ne peut pas distinguer le cas de deux rayonnements γ émis simultanément par la source et détectés par deux détecteurs adjacents du cas d'un rayonnement γ diffusé entre deux détecteurs adjacents.

Une collaboration Européenne constituée de 40 instituts de 12 pays[AgaCola] a été établie pour développer un nouveau spectromètre γ , appelé AGATA (“Advanced Gamma Tracking Array”)[Simps08, Simps05, Bazza04]. Ce type de multi-détecteur utilise des cristaux de Germanium très segmentés, sans enceinte anti-Compton BGO. La méthode de PSA (“Pulse Shape Analysis”)[Cresp07, Olari06] et l'algorithme de “tracking”[Lopez04] sont utilisés pour déterminer précisément la position des points d'interaction, l'énergie déposée à chaque point d'interaction et ainsi reconstruire la trajectoire des rayonnements γ dans le détecteur. La géométrie complète d'AGATA sera constituée de 180 cristaux de Germanium avec une couverture angulaire proche de 4π . La première phase d'AGATA (AGATA démonstrateur), installée à Legnaro, fonctionnera avec 15 cristaux de Germanium. La mise au point du multi-détecteur et des algorithmes associés (PSA, “Tracking”) passent par des simulations poussées. Pour appréhender la fonction de réponse complexe, et éventuellement la comparer aux systèmes existants (EUROBALL, EXOGAM, ...), il faut faire des simulations avec des événements réalistes dans des conditions proches des expériences.

Grâce aux progrès effectués en spectroscopie γ dans les dernières années, de nombreux phénomènes de physique nucléaire ont été découverts, allant par exemple de la superdéformation à la modification des nombres magiques loin de la vallée de stabilité en passant par l'évaluation des barrières de fission dans les noyaux super lourds. La spectroscopie γ donne des preuves expérimentales qui permettent de comparer et évaluer des modèles théoriques de la structure du noyau. Ces résultats expérimentaux sont parfois inexplicables par les modèles théoriques existants et donnent aux physiciens la motivation pour trouver de nouvelles théories.

En 1980, Knojin et ses collaborateurs[Konij81] ont réalisé une expérience pour étudier la structure du noyau ^{156}Gd , et ont observé une absence de transitions intrabande E2 à bas spin ($I^\pi < 9^-$) dans la bande de parité négative à spin impair dans ce noyau. A cette époque, cette bande de parité négative est interprétée comme une bande octupolaire et aucune explication convaincante n'est donnée pour cette absence des transitions E2. D'autres expériences sur le même noyau, avec différentes combinaisons cible - projectile, ont confirmé qu'aucune transition E2 n'étaient observables à bas spin pour cette bande. Le fait que les rapports d'embranchement de cette bande de parité négative est très différent (un à deux ordre de grandeur plus grande) que celui d'une bande octupolaire standard (noyau ^{222}Th) montre les limites d'une telle interprétation. Cette bande de parité négative peut être considérée comme une “structure spéciale” et

il faut trouver une théorie pour expliquer l'ensemble de ses caractéristiques.

En 1994, J. Dudek et X. Li[Li94] ont effectué des calculs réalistes en utilisant la méthode de Strutinsky[Strut67, Strut68] avec le potentiel de Woods-Saxon pour déterminer les minimums dans la surface d'énergie totale pour les noyaux de la région de masse $A \sim 230$. Des analyses multi-dimensionnelles de la surface d'énergie totale en fonction des déformations $\alpha_{\lambda,\mu}$ ($\lambda < 5$) ont montré qu'il existe une coexistence de formes : d'états fondamentaux avec ($\alpha_{20} \neq 0$, $\alpha_{32} = 0$) et d'états excités ($\alpha_{20} = 0$, $\alpha_{32} \neq 0$).

Des calculs théoriques plus poussés[Dudek02, Dudek03] ont donné de nouveaux nombres magiques (tétraédriques) pour les neutrons ($N_t = 16, 20, 32, 40, 56, 70, 90, 100, 112, 136$) et les protons ($Z_t = 16, 20, 32, 40, 56, 70, 90, 100, 112, 126$). Les noyaux atomiques dont le nombre de neutrons et/ou de protons sont égaux à ces nombres sont plus stables vis à vis de la déformation tétraédrique (α_{32}) et sont les meilleurs candidats pour la recherche de cette nouvelle symétrie. A cause de l'effet d'appariement et des excitations quasi-particule, des minimums d'énergie peuvent être favorisés pour les noyaux dont le nombre de neutrons et de protons sont proches des nombres magiques tétraédriques[Schun04] : la théorie prévoit ainsi l'existence d'îlots de stabilité tétraédrique.

Pour les noyaux ayant une forme avec une symétrie tétraédrique exacte, tous les moments multipolaires sont nuls sauf le moment octupolaire triaxial Q_{32} [Dudek06]. A cause de l'existence de ce moment octupolaire et d'une forme non-sphérique, il existe une bande rotationnelle (bande tétraédrique) caractérisée par une dépendance entre le spin et l'énergie de la forme $E \propto I(I + 1)$. Cette déformation octupolaire ($\alpha_{32} \neq 0$) implique que les états quantiques associés sont de parité négative. L'intensité des transitions intra-bandes E2 dans la bande tétraédrique est prévue être faible voire nulle à cause d'une très faible valeur du moment quadrupolaire induit par la déformation tétraédrique. De ce fait, la probabilité des transitions inter-bandes E1 liant la bande tétraédrique à la bande "Yrast" est très large en comparaison avec celle des transitions intra-bandes E2. Une signature expérimentale de la symétrie tétraédrique est l'existence de bandes de parité négative où les transitions E2 sont très faibles voire disparaissent.

Les calculs théoriques[Dudek06] sur l'énergie totale du noyau ^{156}Gd ont suggéré comme un bon candidat pour la symétrie tétraédrique. L'absence des transitions intra-bande E2 à bas spin de la bande de parité négative à spin impair pourrait être ainsi expliquée par l'existence de cette symétrie. Pour confirmer cette hypothèse, une expérience a été faite en 2007 à Jyväskylä, Finlande avec le multi-détecteur JURO-GAM, en utilisant la réaction de fusion - évaporation $^{144}\text{Sm}(\alpha, 2n)^{156}\text{Gd}$.

L'analyse de cette expérience est une partie importante de ce travail de thèse. Cette analyse consiste en une étude spectroscopique fine et détaillée de deux bandes de parité négative dont celle de spin impair est prédite comme étant associée à la symétrie

tétraédrique. Pour cela, les événements d'ordre de coïncidence élevé (double et triple) ont été utilisés.

Le premier chapitre de ce mémoire regroupe les éléments théoriques nécessaires pour comprendre les motivations et les difficultés pour rechercher expérimentalement les signes d'une symétrie tétraédrique. Dans la première section du chapitre, des descriptions macroscopiques et microscopiques du noyau atomique sont présentées. La deuxième section propose une étude sur la stabilité nucléaire plus particulièrement dans le cadre de la théorie des groupes en vue de la recherche de la symétrie tétraédrique dans les noyaux atomiques. Enfin, les signatures expérimentales ainsi que les noyaux candidats pour la recherche d'une telle symétrie sont données.

La deuxième partie présente les connaissances élémentaires liées à la détection de rayonnements γ et aux modes de fonctionnement des multi-détecteurs associés. Seuls les aspects les plus pertinents à la compréhension globale de ce travail sont donnés. Des outils de simulation ont été utilisés pour comparer la fonction de réponse du multi-détecteur AGATA à celle d'EUROBALL. Dans un premier temps, la géométrie d'EUROBALL a été construite pour être utilisée dans le code AGATA[Agacode] et la simulation a été faite avec des événements générés dans des conditions très simples où on connaît les valeurs exactes de l'énergie, la vitesse de la source etc. . . Ensuite, la simulation a été faite à l'aide d'événements plus réalistes c'est-à-dire avec des cascades de rayonnements γ générées dans des conditions très proches des expériences réelles.

Le troisième chapitre présente une étude expérimentale pour rechercher les signes de la symétrie tétraédrique dans le noyau ^{156}Gd . C'est l'une des expériences réalisées, en septembre 2007, par la collaboration TetraNUC[TetraNu] et les résultats sont les premiers d'une série de mesures dédiées. Une spectroscopie fine et détaillée, incluant la mesure de rapports d'embranchement et des distributions angulaires pour les transitions nouvelles, est présentée.

Les conclusions et perspectives de ce travail de thèse sont présentées dans le chapitre final de ce manuscrit.

Chapitre I

Éléments théoriques et symétrie tétraédrique

Sommaire

I.1	Les modèles du noyau	14
I-1.1	Modèle de la goutte liquide	14
I-1.2	Paramétrisation de la surface nucléaire	15
I-1.3	Modèle du champ moyen	17
I-1.4	La rotation du noyau	20
I-1.5	Le modèle du “cranking”	24
I.2	La symétrie tétraédrique	25
I-2.1	La stabilité nucléaire	26
I-2.2	Des groupes ponctuels de symétrie	27
I-2.3	Spectres d’énergie individuels	34
I-2.4	Instabilité des symétries tétraédrique et octaédrique	36
I-2.5	Des signatures expérimentales de la symétrie tétraédrique	38
I.3	Conclusions du chapitre	42

Dans la première partie de ce chapitre seront exposés des éléments théoriques concernant la description macroscopique et microscopique du noyau, leurs phénoménologies dynamiques et des méthodes utilisées pour les calculs. La deuxième partie concerne la description de la stabilité nucléaire avec une approche théorique orientée autour des symétries tétraédrique et octaédrique. On présente également dans cette partie des motivations de base sur les groupes ponctuels de symétrie actuellement utilisés en physique ainsi que leur application pour la recherche de plus haute stabilité nucléaire. A la fin de ce chapitre, seront donnés dans les différentes régions de masse, les prédictions théoriques concernant l'existence de noyaux possédant la symétrie tétraédrique ainsi que les signatures expérimentales envisagées pour cette symétrie.

I.1 Les modèles du noyau

Dans cette section, sont présentées les différentes approches macroscopique et microscopique avec les descriptions dynamiques du noyau atomique, qui ont été utilisées dans les calculs théoriques de la section [I.2](#).

I-1.1 Modèle de la goutte liquide

Juste après la découverte du neutron par Chadwick[\[Chadw32\]](#), Heisenberg[\[Heise32\]](#) a proposé de décrire le noyau atomique comme un assemblage de neutrons et de protons (les nucléons). Des résultats expérimentaux de l'énergie de liaison du noyau ont montré qu'il existe une valeur saturée de l'énergie de liaison par nucléon ($B(N, Z)/A \approx 8.5$ MeV). Ce fait est analogue à la situation d'une goutte liquide où l'énergie d'évaporation est proportionnelle au nombre d'atomes évaporés. En 1935, C.F.V. Weizsäcker[\[Weizs35\]](#) a élaboré un modèle, la goutte liquide, qui décrit l'ensemble des propriétés macroscopiques du noyau à l'équilibre. Dans ce modèle, la densité des nucléons dans le noyau est supposée constante et le noyau est considéré comme une goutte liquide incompressible composée de nucléons. L'énergie de liaison du noyau est donnée par la formule semi-empirique de Weizsäcker-Bethe :

$$B(N, Z) = a_v A + a_s A^{\frac{2}{3}} + a_c \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} + a_a \frac{(N - Z)^2}{A} - \delta(A) \quad (\text{I.1})$$

avec[\[Ring80\]](#) : $a_v = -15.68$ MeV, $a_s = 18.56$ MeV, $a_c = 0.717$ MeV, $a_a = 28.1$ MeV

$$\delta(A) = \begin{cases} +34A^{-\frac{3}{4}} : & \text{pour } (N, Z) \text{ (impair, impair)} \\ 0 : & \text{pour } (N, Z) \text{ (pair, impair)} \\ -34A^{-\frac{3}{4}} : & \text{pour } (N, Z) \text{ (pair, pair)} \end{cases}$$

- Le premier terme est proportionnel au volume ($\propto A$) du noyau et est appelé le terme de volume. Il est le plus important dans la formule de l'énergie de liaison. Il correspond à l'énergie d'évaporation d'un nucléon dans un milieu nucléaire infini.
- Le deuxième terme est proportionnel à la surface du noyau ($\propto A^{\frac{2}{3}}$), c'est l'énergie de surface qui provient de la force plus faible exercée sur un nucléon situé au voisinage de la surface.
- Le troisième terme est l'énergie Coulombienne provenant de la force répulsive qui s'exerce entre les protons ($\propto Z^2$).
- Le quatrième terme est appelé l'énergie d'asymétrie. Il est minimal pour les noyaux ayant le même nombre de neutrons et de protons.
- Le dernier terme est dû à l'effet d'appariement qui stabilise plus facilement les noyaux pair-pairs que les noyaux impair-impairs.

Le modèle de la goutte liquide permet de décrire les comportements macroscopiques du noyau : la valeur limite du moment angulaire que le noyau peut supporter avant de fissionner, la compétition entre la force répulsive Coulombienne et la tension de surface. Cependant, le modèle de la goutte liquide ne permet pas d'expliquer la découverte des nombres magiques pour les neutrons et les protons.

I-1.2 Paramétrisation de la surface nucléaire

La surface du noyau déformé peut être paramétrée par un développement en harmoniques sphériques[Bohr52] :

$$R(\theta, \phi) = R_0 C(\alpha) \left[1 + \sum_{\lambda=2}^{+\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{+\lambda} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \right] \quad (\text{I.2})$$

$$\text{où} \quad \left\{ \begin{array}{l} R_0 : \text{ le rayon de la sphère de même volume que le noyau.} \\ C(\alpha) : \text{ une fonction de conservation de volume.} \\ \alpha_{\lambda\mu} : \text{ les paramètres de déformation.} \\ Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) : \text{ les harmoniques sphériques.} \end{array} \right.$$

Les paramètres $\alpha_{\lambda\mu}$ sont déterminés par la condition de conservation de volume du noyau. Les termes avec $\lambda = 1$ représentent les mouvements de translation de l'ensemble du noyau et ne rendent pas compte de la déformation. Pour $\lambda = 2$ on a une déformation quadrupolaire et pour $\lambda = 3$ une déformation octupolaire. Deux remarques sur les noyaux déformés :

- Pour les noyaux possédant une symétrie axiale choisie suivant l'axe de symétrie, seul les termes en $\mu = 0$ seront non nuls.

- Pour les noyaux symétriques par rapport à un plan perpendiculaire à l'axe de déformation, seuls les termes en λ pairs seront non nuls.

Dans le référentiel lié au noyau et décrit par les angles d'Euler, un changement de variable est effectué :

$$\alpha_{\lambda\mu} \rightarrow \alpha'_{\lambda\nu} = \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} D_{\nu\mu}^{\lambda}(\alpha, \beta, \gamma) \alpha_{\lambda\mu} \quad (\text{I.3})$$

Si le référentiel du noyau est celui des axes principaux d'inertie, pour des raisons de symétrie et en se limitant à l'ordre 2, les coefficient $\alpha'_{\lambda\nu}$ se réduisent à deux variables indépendantes α_{20} et $\alpha_{22} = \alpha_{2-2}$, α_{21} et α_{2-1} étant nuls. Ces coefficients sont souvent exprimés selon la convention de Hill et Wheeler[[Hill53](#)] par :

$$\begin{cases} \alpha_{20} = \beta \cos \gamma \\ \alpha_{22} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \gamma \end{cases} \quad (\text{I.4})$$

où β est un paramètre de déformation quadrupolaire nucléaire et γ est de triaxialité. On a alors dans le cas de la déformation quadrupolaire :

$$R(\theta, \phi) = R_0 C(\alpha) \left[1 + \beta \cos \gamma Y_{20} + \frac{1}{2} \sqrt{2} \beta \sin \gamma (Y_{22} + Y_{2-2}) \right] \quad (\text{I.5})$$

En exprimant les valeurs des harmoniques sphériques, l'équation [I.5](#) devient :

$$R(\theta, \phi) = R_0 C(\alpha) \left\{ 1 + \beta \sqrt{\frac{5}{16\pi}} \left(\cos \gamma (3 \cos^2 \theta - 1) + \sqrt{3} \sin \gamma \sin^2 \theta \cos 2\phi \right) \right\} \quad (\text{I.6})$$

Les formes nucléaires peuvent être alors représentées schématiquement dans un plan (β, γ) . Le système est invariant par rotation de 120° et seuls les axes de symétrie changent. En effet, il est plus facile de représenter la forme nucléaire en coordonnées cartésiennes :

$$\begin{cases} x = \beta \cos (\gamma + 30) \\ y = \beta \sin (\gamma + 30) \end{cases} \quad (\text{I.7})$$

La figure [I.1](#) représente les différentes formes nucléaires. Pour les valeurs $\gamma = 0^\circ$, $\gamma = 120^\circ$, $\gamma = 240^\circ$ le noyau a une forme à symétrie axiale allongée ou “prolate” et les valeurs $\gamma = 60^\circ$, 180° , 300° correspondent aux formes à symétrie axiale aplaties ou “oblate”. Pour les autres valeurs de γ , il existe une grande diversité de formes possible du noyau. En coordonnées cartésiennes, il y a une symétrie des formes nucléaires par rapport à l'axe Oy : il n'est nécessaire de faire les calculs que pour $0 < \gamma < 60^\circ$. Les formes nucléaires correspondantes à d'autres valeurs de γ sont obtenues par symétrie.

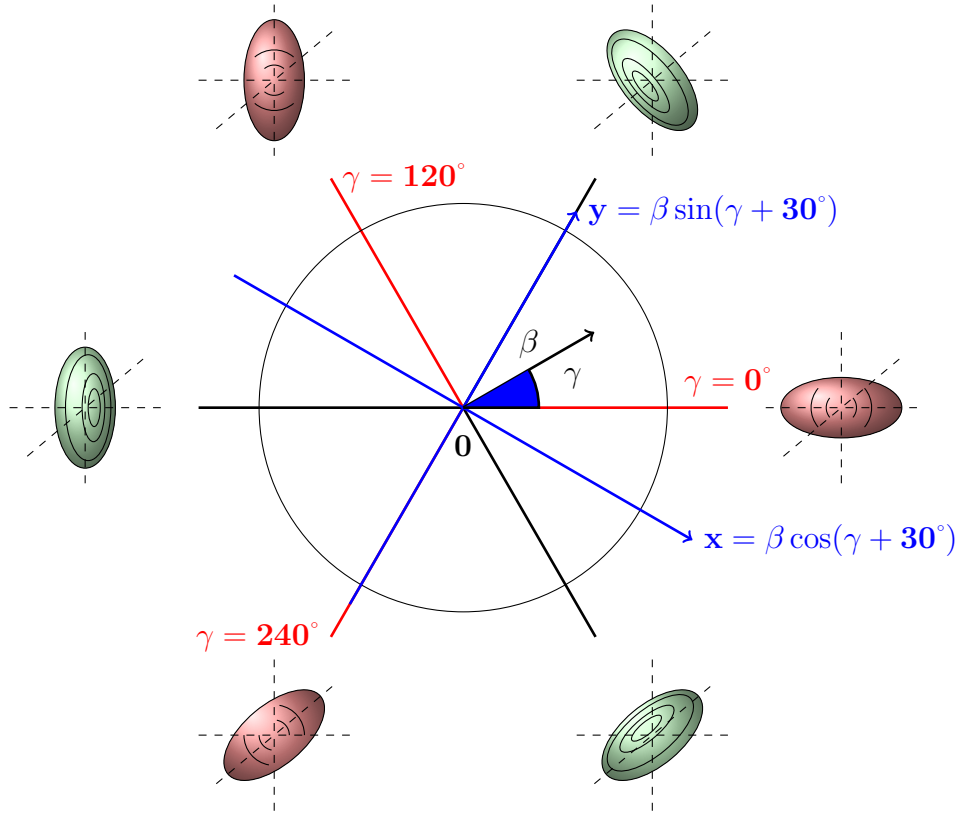


FIGURE I.1 – Symétries et formes nucléaires correspondant aux déformations purement quadrupolaire dans le repère β, γ . Dans les coordonnées cartésiennes (x, y) , il y a une symétrie des formes du noyau par rapport à l'axe Oy.

I-1.3 Modèle du champ moyen

Dans ce modèle, on considère que chaque nucléon évolue indépendamment l'un des autres dans un potentiel moyen central créé par l'ensemble des nucléons. Nous n'allons détailler ici que le potentiel de Woods-Saxon et la méthode de Strutinsky qui sont couramment utilisés dans les calculs théoriques liés aux études réalisées dans ce mémoire.

I-1.3.a Le potentiel de Woods-Saxon

Le potentiel de Woods-Saxon utilisé dans le cas du noyau sphérique est de la forme [Woods54] :

$$V_{W-s}(r) = \frac{V_0}{1 + \exp\left[\frac{(r - R_0)}{a}\right]} \quad (\text{I.8})$$

où $V_0 \approx [-60, -50]$ MeV mesure la profondeur du puits de potentiel qui est approximativement indépendant du nombre de nucléon. R_0 est le rayon moyen du noyau et a est le paramètre de diffusivité. Ce potentiel introduit une distinction entre les nucléons

du “coeur” et ceux de “surface” ou de “valence”. A une distance $r < R_0$ le potentiel est presque constant V_0 . Afin de reproduire les nombres magiques qui sont observés expérimentalement dans les différentes régions de masse, le terme de spin-orbite a été introduit.

Dans le cas d’une symétrie sphérique, le potentiel de spin-orbite[Mayer49] est de la forme :

$$V_{so}(r) \propto \frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr} \mathbf{l} \cdot \mathbf{s} \quad (\text{I.9})$$

Le potentiel $V(r)$ est le potentiel nucléaire. On introduit également le potentiel Coulombien qui pour une sphère uniformément chargée est de la forme[Bohr69] :

$$V_{Coul.}(r) = \begin{cases} \frac{Ze^2}{R_0} \frac{1}{2} \left(3 - \left(\frac{r}{R_0} \right)^2 \right) & \text{pour } r \leq R_0 \\ \frac{Ze^2}{r} & \text{pour } r \geq R_0 \end{cases} \quad (\text{I.10})$$

Le potentiel nucléaire central total est donné par :

$$V_{tot.} = V_{W-S}(r) + V_{so}(r) + V_{Coul.}(r) \quad (\text{I.11})$$

Ce potentiel reproduit bien les nombres magiques observés expérimentalement qui sont, dans le cas des noyaux sphériques, pour les protons et les neutrons respectivement :

$$\begin{aligned} Z &= 2, 8, 20, 28, 50, 82 \\ N &= 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 \end{aligned}$$

En 1981, Dudek et Werner[Dudek81] ont proposé d’employer une modification du potentiel Woods-Saxon pour décrire les noyaux déformés :

$$V_{W-S}(\vec{r}, \beta, R_0) = \frac{\bar{V}}{1 + \exp\left[\frac{\text{dist}(\vec{r}, \alpha, r_0)}{a}\right]} \quad (\text{I.12})$$

où $\text{dist}(\vec{r}, \alpha, r_0)$ est la distance d’un point donné \vec{r} à la surface du noyau qui est définie en terme de déformation multipolaire $\alpha_{\lambda\mu}$ (cf. équation I.6). Les paramètres V_0 et κ dans la formule $\bar{V} = V_0[1 \pm \kappa(N - Z)/(N + Z)]$, sont des paramètres ajustables.

Le potentiel spin-orbite dans le cas des noyaux déformés est donné par :

$$V_{so}(\vec{r}, \vec{p}, \vec{s}) = \lambda_{so}[\nabla V(\vec{r}) \wedge \vec{p}] \cdot \vec{s} \quad (\text{I.13})$$

I-1.3.b La méthode de Strutinsky

Le modèle en couches avec les potentiels phénoménologiques à particules indépendantes nous permet de déterminer les états quantiques des nucléons ainsi que leurs

énergies relatives pour différentes déformations. Lorsque le noyau se trouve dans un état excité, il est possible de connaître quelles sont les orbitales mises en jeu au voisinage de la surface de Fermi. Par contre, le modèle en couches ne donne pas l'énergie de liaison totale du noyau et ne peut pas expliquer les comportements du noyau à grandes déformations (la fission) qui sont assez bien expliqués par le modèle de goutte liquide.

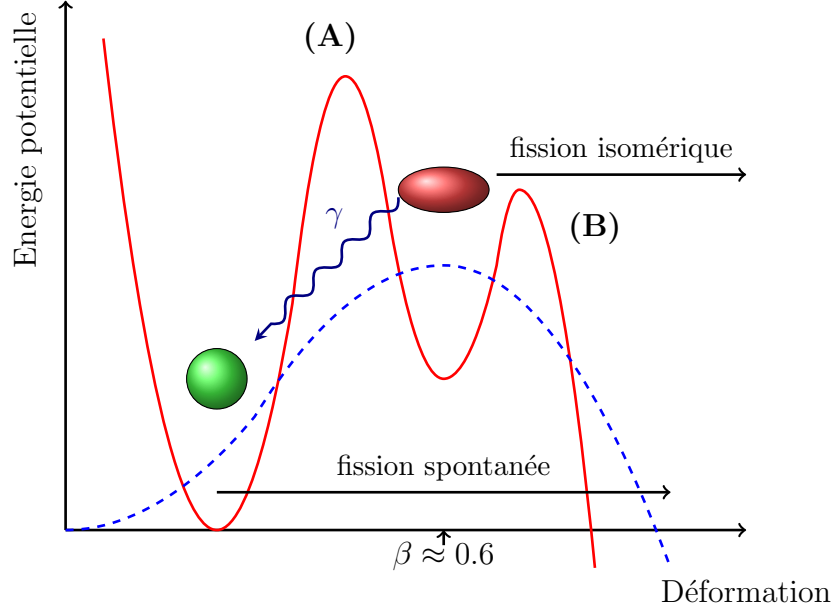


FIGURE I.2 – L'énergie potentielle donnée par le modèle de goutte liquide (en trait pointillé) et l'énergie potentielle (en trait plein) obtenue en appliquant la correction de Strutinsky[Strut67].

En 1967, V.M. Strutinsky a proposé une méthode permettant d'unifier les deux modèles[Strut67, Strut68]. L'énergie totale du noyau est la somme de l'énergie de liaison de la goutte liquide E_{GL} et une correction en énergie δE reproduisant les effets de couches

$$E_{tot.} = E_{GL} + \delta E, \quad (I.14)$$

avec

$$\delta E = \sum_{\nu} E_{\nu} 2n_{\nu} - 2 \int_{-\infty}^{\tilde{\lambda}} E \tilde{g}(E) dE. \quad (I.15)$$

Le premier terme est la somme de toutes les énergies individuelles des nucléons jusqu'au niveau de Fermi. Le deuxième terme est l'énergie moyenne correspondant à une distribution uniforme des états des nucléons $\tilde{g}(E)$, $\tilde{\lambda}$ est le potentiel chimique correspondant [Strut67]. Pour un noyau déformé, si le niveau de Fermi se situe dans une région de grande densité d'états, la correction en énergie δE est positive. Dans le cas

contraire, c'est-à-dire, si le niveau Fermi du noyau se situe dans une région de faible densité ou "gap", son énergie de liaison est augmentée, et δE est négative.

La figure I.2 illustre le potentiel nucléaire en tenant compte de la correction en énergie du modèle en couches. Dans la région des actinides, la correction en énergie est suffisante pour créer un minimum secondaire de potentiel à une très grande déformation ($\beta \approx 0.6$). La désexcitation du noyau piégé dans le minimum secondaire par fission isomérique est très probable parce que la barrière (B) est moins haute que la barrière (A). La largeur plus faible de la deuxième barrière explique aussi la faible durée de vie de ces états (environ 10^9 fois plus courte que la période de fission spontanée du noyau dans son état fondamental).

Pour les noyaux dont le nombre de proton (Z) est plus faible, le maximum de l'énergie de la goutte liquide se déplace vers des déformations plus grandes. Ce fait entraîne l'augmentation de la hauteur de barrière extérieure (B), la fission isomérique devient moins probable et la désexcitation est dominée par l'émission de cascades de rayonnements γ vers l'état fondamental.

I-1.4 La rotation du noyau

Les principales notions liées au phénomène de rotation nucléaire et notamment la rotation collective sont introduites dans cette section. Nous aborderons ainsi le modèle dit rotor plus particule(s), et le modèle du "Cranking".

I-1.4.a Le modèle rotor + particule(s)

En 1953, Bohr et Mottelson[Bohr53] ont proposé un modèle pour décrire la rotation nucléaire, appelé rotor+particule(s), dans lequel le noyau est considéré comme un coeur collectif en rotation autour duquel gravitent quelques nucléons de valence. L'hamiltonien du système peut être écrit en deux parties correspondant au coeur (H_{coeur}) et aux particules externes ($H_{intrinsèque}$) :

$$H = H_{coeur} + H_{intrinsèque} \quad (I.16)$$

Le spin total du noyau en rotation peut se décomposer en deux contributions : $\mathbf{I} = \mathbf{R} + \mathbf{J}$ avec $\mathbf{J} = \sum_i \mathbf{j}_i$ qui est la somme des \mathbf{J}_i spins des nucléons externes. \mathbf{R} est le moment angulaire collectif du coeur (figure I.3).

Pour un noyau à symétrie axiale suivant l'axe Oz, le moment angulaire collectif \mathbf{R} est aligné suivant l'axe perpendiculaire Ox. \mathbf{I} a alors deux composantes : I_X sur l'axe Ox et K , somme des projections Ω_i des \mathbf{j}_i sur l'axe Oz

$$K = \sum_i \Omega_i \quad \text{et} \quad I_X = \sqrt{I(I+1) - K^2} \quad (I.17)$$

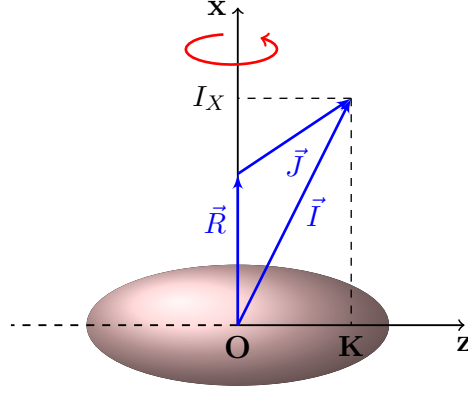


FIGURE I.3 – Modèle rotor + particule(s).

La rotation collective d'un noyau sphérique ou d'un noyau déformé autour de son axe de déformation Oz est inobservable car on a un système quantique qui est invariant pour une telle rotation. La rotation du noyau déformé autour de l'axe Ox perpendiculaire à son axe de symétrie est observable et engendre une bande rotationnelle. L'hamiltonien du système s'écrit alors :

$$H_{\text{coeur}} = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} \mathbf{R}^2 = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} (\mathbf{I} - \mathbf{J})^2 = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} (\mathbf{I}^2 + \mathbf{J}^2 - 2\mathbf{I} \cdot \mathbf{J}) \quad (\text{I.18})$$

- Si, dans le cas d'un noyau pair-pair, tous les nucléons constituant le noyau sont appariés, on a $\mathbf{J} = \sum_i \mathbf{j}_i = 0$ et :

$$H_{\text{coeur}} = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} \mathbf{I}^2 \quad \text{et} \quad E_{\text{coeur}}(\mathbf{I}) = E_{\text{tot.}}(\mathbf{I}) = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} \mathbf{I}(\mathbf{I} + 1) \quad (\text{I.19})$$

- Dans un noyau impair, pour le cas d'un seul nucléon externe, l'hamiltonien s'écrit :

$$H_{\text{coeur}} = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} \left[\mathbf{I}^2 - K^2 + \mathbf{J}^2 - \Omega^2 - \left(I_+ I_- + I_- I_+ \right) \right] \quad (\text{I.20})$$

Le terme $I_+ I_- + I_- I_+$ est appelé terme de Coriolis. Il représente le couplage entre le nucléon célibataire et la rotation collective. Il dépend de :

- La déformation.
- L'orbitale J occupée par le nucléon célibataire.
- la rotation collective.

On distingue deux cas : celui où le terme de Coriolis est faible, c'est la limite du couplage fort et celui où le terme de Coriolis est fort, c'est la limite du couplage faible.

I-1.4.b La limite du couplage fort

C'est le cas pour les grandes déformations où le terme de Coriolis est faible. Le nucléon est fortement couplé à la déformation et son état quantique reste constant quelle que soit la fréquence de rotation : il est en précession autour de l'axe de symétrie (figure I.4(a)). Dans le cas du couplage parfait $\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}}(I_+I_- + I_-I_+) = 0$, l'énergie propre de l'hamiltonien I.16 peut s'écrire :

$$E(I, K) = e_\nu + \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} \left[I(I+1) - K^2 \right] \quad (\text{I.21})$$

où e_ν est l'énergie de la particule célibataire. Dans le cas où $\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}}(I_+I_- + I_-I_+)$ est faible, le terme de Coriolis n'a un effet que sur les orbitales $K = \frac{1}{2}$ pour lesquelles la dégénérescence $\pm\Omega$ correspond à $\Delta\Omega = 1$. L'état propre du système total est construit à partir de l'état propre de la rotation collective $|\mathbf{IK}\rangle$ et de l'état propre du nucléon $|\mathbf{j}\Omega\rangle$. L'énergie propre correspondant au terme de Coriolis est alors :

$$E_{\text{Coriolis}} = \delta_{K, \frac{1}{2}} a (-1)^{I+\frac{1}{2}} (I + \frac{1}{2}) \quad (\text{I.22})$$

a est le paramètre de découplage. L'énergie propre est ainsi donnée par :

$$E(I, K) = e_\nu + \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} \left[I(I+1) - K^2 + \delta_{K, \frac{1}{2}} a (-1)^{I+\frac{1}{2}} (I + \frac{1}{2}) \right] \quad (\text{I.23})$$

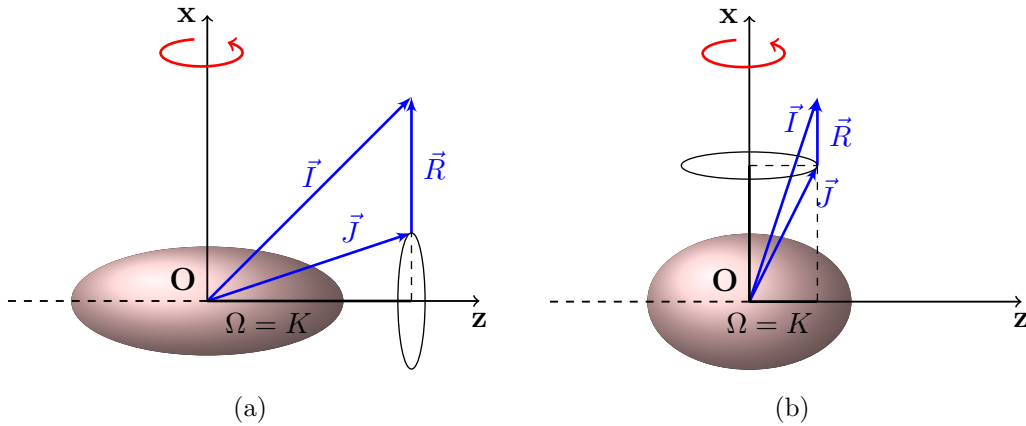


FIGURE I.4 – Différents types de couplage entre le nucléon célibataire et la rotation collective : (a) le couplage fort, (b) le couplage faible.

I-1.4.c La limite du couplage faible

Dans la limite du couplage faible, les orbitales de grand moment angulaire intrinsèque \mathbf{j} et de petit Ω sont particulièrement sensibles au terme de Coriolis. Le spin total \mathbf{I} a tendance à s'aligner sur l'axe de rotation Ox , entraînant une diminution de l'énergie collective du noyau (figure I.4(b)). Dans le cas d'une bande SD (voir chapitre II), le calcul avec ce modèle donne l'énergie de la transition de l'état de spin I à l'état de spin $I - 2$:

$$E_\gamma(I) = E_{tot.}(I) - E_{tot.}(I - 2) = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}}(4I - 2) \quad (I.24)$$

et l'écart énergétique entre deux transitions γ successives :

$$\Delta E_\gamma = E_\gamma(I + 2) - E_\gamma(I) = \frac{4\hbar^2}{\mathfrak{S}} \quad (I.25)$$

I-1.4.d Les moments d'inertie

Le moment d'inertie caractérise la réponse du noyau soumis à une rotation collective. On définit ainsi deux grandeurs : le moment d'inertie cinématique et dynamique. Le moment d'inertie cinématique $\mathfrak{S}^{(1)}$ (MeV^{-1}) :

$$\mathfrak{S}^{(1)} = \left(\frac{2}{\hbar^2} \frac{dE}{d(I_x^2)} \right)^{-1} = \hbar \frac{I}{\omega} \Rightarrow \begin{cases} \mathfrak{S}^{(1)}(I - 1) \approx \frac{(2I - 1)\hbar^2}{E_{\gamma(I \rightarrow I-2)}} & : \text{bande rotationnelle } (\Delta I = 2) \\ \mathfrak{S}^{(1)}(I) \approx \frac{I\hbar^2}{E_{\gamma(I \rightarrow I-1)}} & : \text{bande dipolaire } (\Delta I = 1) \end{cases} \quad (I.26)$$

Le moment d'inertie dynamique $\mathfrak{S}^{(2)}$ ($\hbar^2 MeV^{-1}$) :

$$\mathfrak{S}^{(2)} = \left(\frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2 E}{dI_x^2} \right)^{-1} = \hbar \frac{dI}{d\omega} \Rightarrow \begin{cases} \mathfrak{S}^{(2)}(I) \approx \frac{4\hbar^2}{\Delta E_\gamma} & : \text{bande rotationnelle } (\Delta I = 2) \\ \mathfrak{S}^{(2)}(I) \approx \frac{\hbar^2}{\Delta E_\gamma} & : \text{bande dipolaire } (\Delta I = 1) \end{cases} \quad (I.27)$$

ΔE_γ est la différence d'énergie entre deux transitions consécutives. Les deux moments d'inertie sont liés par la relation :

$$\mathfrak{S}^{(2)} = \mathfrak{S}^{(1)} + \omega \frac{d\mathfrak{S}^{(1)}}{d\omega} \quad (I.28)$$

La contribution d'une orbitale d'énergie e^ω dans le référentiel tournant sur les moments d'inertie est :

$$\begin{aligned}\mathfrak{S}_{orbitale}^{(1)} &= -\frac{1}{\omega} \frac{de^\omega}{d\omega} \\ \mathfrak{S}_{orbitale}^{(2)} &= -\frac{d^2 e^\omega}{d\omega^2}\end{aligned}\tag{I.29}$$

I-1.5 Le modèle du “cranking”

Le modèle du “cranking” a été proposé par D.R. Inglis en 1954[Ingli54]. On considère un système de coordonnées qui tourne avec une fréquence de rotation constante ω autour de l'axe perpendiculaire à l'axe de déformation du noyau, les nucléons pouvant être considérés comme des particules indépendantes. Dans le repère tournant, on a l'opérateur de rotation :

$$\mathbf{R} = \exp\left(\frac{-i\mathbf{J}_x\omega t}{\hbar}\right)\tag{I.30}$$

\mathbf{J}_x est l'opérateur correspondant à la projection sur l'axe de rotation du moment angulaire total. La fonction d'onde d'une particule dans le repère du laboratoire et dans le repère lié au noyau est $\phi(t)$ et $\phi'(t)$ respectivement. On a alors :

$$\phi(t) = \mathbf{R}\phi'(t)\tag{I.31}$$

L'hamiltonien dans le repère tournant \mathbf{h}' et dans le repère fixe $\mathbf{h}(t)$ sont reliés par la relation :

$$\mathbf{h}(t) = \mathbf{R}^{-1}\mathbf{h}'\mathbf{R}\tag{I.32}$$

et on a :

$$(\mathbf{h}' - \omega\mathbf{J}_x)\phi'(t) = i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\phi'(t)\tag{I.33}$$

Dans le repère tournant, l'hamiltonien s'écrit :

$$\mathbf{H}^\omega = \sum_{i=1}^A \mathbf{h}^\omega(i) = \sum_i [\mathbf{h}'(i) - \omega\mathbf{j}_x(i)] = \mathbf{H}_{\text{intrinsèque}} - \omega\mathbf{J}_x\tag{I.34}$$

\mathbf{j}_x est la projection du moment angulaire de chaque particule sur l'axe de rotation et $-\omega\mathbf{J}_x$ est le terme de Coriolis. $\mathbf{H}_{\text{intrinsèque}}$ est l'hamiltonien correspondant à la configuration intrinsèque dans le repère relié au noyau. Soit $|\chi_\nu^\omega\rangle$ la fonction d'onde d'une particule, l'énergie propre correspondant (appelé “routhian”) est :

$$e_\nu^\omega = e_\nu - \hbar\omega \langle \chi_\nu^\omega | \mathbf{j}_x | \chi_\nu^\omega \rangle\tag{I.35}$$

e_ν énergie de la particule définie dans le référentiel du laboratoire. L'alignement du moment angulaire du nucléon sur l'axe de rotation est définie par :

$$i(\omega) = \frac{de_\nu^\omega}{d\omega} = -\hbar < \chi_\nu^\omega | \mathbf{j}_x | \chi_\nu^\omega > \quad (\text{I.36})$$

L'énergie totale de l'hamiltonien I.34 est alors :

$$E^\omega = \sum_{\text{occupé}} e_\nu^\omega = E - \hbar\omega \sum_{\text{occupé}} < \chi_\nu^\omega | \mathbf{j}_x | \chi_\nu^\omega > \quad (\text{I.37})$$

La sommation se fait sur toutes orbitales occupées. A très haute fréquence de rotation, on a $I \approx I_x = \sum_{\text{occ.}} < j_x >_\nu$. Pour un noyau à symétrie axiale en rotation, les états de particules individuelles sont caractérisés par deux nombres quantiques : la parité π et la signature α associée à la rotation de 180° autour de l'axe OX qui est définie par les relations :

$$\begin{aligned} R_x(\pi) | \chi > &= r | \chi > \\ r &= e^{-i\pi\alpha} \end{aligned} \quad (\text{I.38})$$

Pour les noyaux dont A est pair :

$$\begin{cases} \alpha = 0, r = +1 & \text{pour } I = 0, 2, 4, 6 \dots \\ \alpha = 1, r = -1 & \text{pour } I = 1, 3, 5, 7 \dots \end{cases} \quad (\text{I.39})$$

Pour les noyaux dont A est impair :

$$\begin{cases} \alpha = +\frac{1}{2}, r = -i & \text{pour } I = \frac{1}{2}, \frac{5}{2}, \frac{9}{2} \dots \\ \alpha = -\frac{1}{2}, r = +i & \text{pour } I = \frac{3}{2}, \frac{7}{2}, \frac{11}{2} \dots \end{cases} \quad (\text{I.40})$$

Après une description générale de modèles microscopiques et macroscopiques du noyau atomique, nous allons présenter quelques points sur la théorie des groupes et les implications pour la symétrie tétraédrique.

I.2 La symétrie tétraédrique

Dans cette section, la théorie des groupes, appliquée à la symétrie tétraédrique, sera présentée comme un outil pour rechercher des sur-stabilités dans les noyaux atomiques.

Les prédictions des zones de masse les plus favorables seront données ainsi que certaines signatures expérimentales.

I-2.1 La stabilité nucléaire

Lors d'études de structure nucléaire, la stabilité d'un système de N nucléons dépend de l'énergie d'excitation nécessaire pour transformer le système de son état fondamental au premier état excité. Au niveau de Fermi, plus cette énergie est grande, plus le "gap" (espacement) dans le spectre d'énergie individuel des nucléons est large. Ces larges "gaps" sont corrélés aux minimums d'énergie totale du système. La recherche de la plus grande stabilité nucléaire revient à trouver des conditions pour lesquelles l'énergie du système est minimisée, autrement dit, des conditions de la présence de larges "gaps" dans le spectre d'énergie individuel.

La figure I.5(a) illustre un exemple d'un spectre d'énergie individuel des nucléons en fonction de la déformation avec deux "gaps" : un grand "gap" à faible déformation et un plus faible "gap" à une plus grande déformation. La figure I.5(b) schématise les puits de potentiel des deux noyaux, noté "noyau 1" et "noyau 2", correspondant à ces deux "gaps". Le "noyau 1" a un grand minimum d'énergie, pour le "noyau 2", le minimum d'énergie est plus faible et la barrière d'énergie est moins prononcée. Le fait que le minimum d'énergie du "noyau 1" soit plus grand va conduire à une plus haute stabilité et donc cette configuration sera plus stable en comparaison avec le cas du "noyau 2".

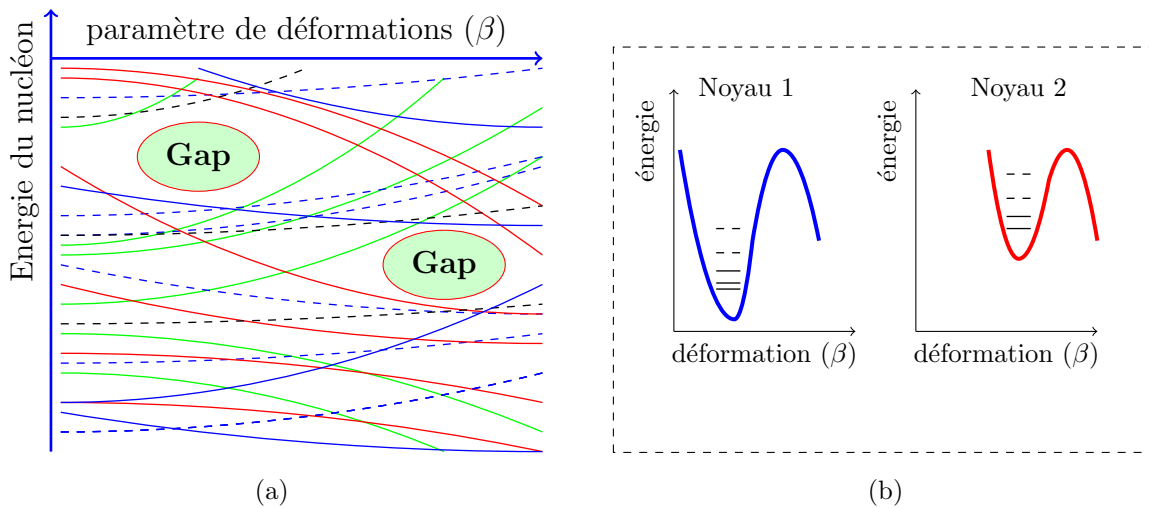


FIGURE I.5 – L'illustration de l'évolution des niveaux d'énergie individuels en fonction de déformations quadrupolaires (par exemple) avec deux "gaps" importants correspondant à deux minimums d'énergie totale (a), et les puits de potentiel de deux noyaux correspondant à ces deux gaps (b).

Dans les calculs théoriques, la forme du noyau, les groupes de symétrie associés

et les potentiels nucléaires utilisés sont des caractéristiques importantes affectant la présence des tels “gaps” [Li94].

I-2.2 Des groupes ponctuels de symétrie

Depuis plusieurs années, la recherche de la symétrie géométrique du noyau atomique se concentre sur la coexistence de différentes formes du noyau : sphérique-“oblate”-“prolate”, et sur la déformation asymétrique (octupolaire) superposée avec la déformation quadrupole-axiale. Les groupes ponctuels de symétrie utilisés pour décrire de telles symétries du noyau sont : D_2 et D_{2h} pour la forme tri-axiale du noyau et C_∞ pour la symétrie axiale.

Le groupe ponctuel de symétrie joue un rôle très important dans le domaine de physique de la matière condensée et de la physique moléculaire [Dress08] mais il était beaucoup moins appliqué en structure nucléaire. Son plus important succès dans la spectroscopie moléculaire est de permettre de comprendre la dégénérescence des niveaux d’énergie.

On considère l’hamiltonien du champ moyen nucléaire déformé, l’opérateur correspondant peut s’écrire :

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}(\vec{r}, \vec{p}, \vec{s}; \hat{\alpha}) \quad (\text{I.41})$$

où \vec{r} , \vec{p} , \vec{s} sont respectivement les opérateurs de position, de moment linéaire et de spin, $\hat{\alpha} \leftrightarrow \{\alpha_{\lambda\mu}\}$ représente l’ensemble des paramètres de déformation du noyau. Supposons que le groupe ponctuel $\mathbf{G} = \{\hat{g}_1, \hat{g}_2, \dots, \hat{g}_f\}$ est constitué de f éléments qui sont des opérateurs de symétrie de hamiltonien \mathbf{H} , on a alors :

$$[\mathbf{H}, \hat{g}_i] = 0 \quad i = 1, 2, \dots, f \quad (\text{I.42})$$

Le groupe \mathbf{G} est appelé le groupe ponctuel de symétrie pour le système étudié. Supposons que \mathbf{G} a r représentations irréductibles R_1, R_2, \dots, R_r de dimensions respectives d_1, d_2, \dots, d_r et que les valeurs propres ϵ_ν sont données par :

$$\mathbf{H}\Psi_\nu = \epsilon_\nu\Psi_\nu. \quad (\text{I.43})$$

La dégénérescence des valeurs propres correspondantes est égal aux dimensions d_1, d_2, \dots, d_r des représentations irréductibles du groupe de symétrie.

La propriété de la saturation de la force nucléaire nous permet de considérer, avec une bonne approximation, que la valeur du potentiel nucléaire est constante et indépendante du nombre de neutrons et protons. En supposant que la répartition des N particules d’un système est uniforme pour les représentations irréductibles, l’augmentation de nombre de représentations irréductibles du groupe de symétrie auquel obéit l’hamiltonien du système va conduire à l’augmentation de l’espacement moyen entre les niveaux d’énergie et ainsi augmenter la largeur du “gap” pour chaque représentation

irréductible. La superposition des ces représentations irréductibles peut augmenter la probabilité de trouver de plus larges “gaps”.

La dimension des représentations irréductibles du groupe de symétrie est aussi très importante : plus la dimension de représentation est grande, plus le nombre de nucléons résidant dans le même niveau d’énergie (et donc la dégénérescence des niveaux d’énergie) est important. L’augmentation de la densité locale des niveaux dans une certaine gamme d’énergie va diminuer la densité des niveaux dans d’autres gammes d’énergie, ce qui permet de créer les “gaps” dans le spectre d’énergie individuel. La figure I.6 représente schématiquement les spectres d’énergie individuels correspondant à 6 représentations irréductibles et un large “gap” obtenu dans le spectre d’énergie individuel total.

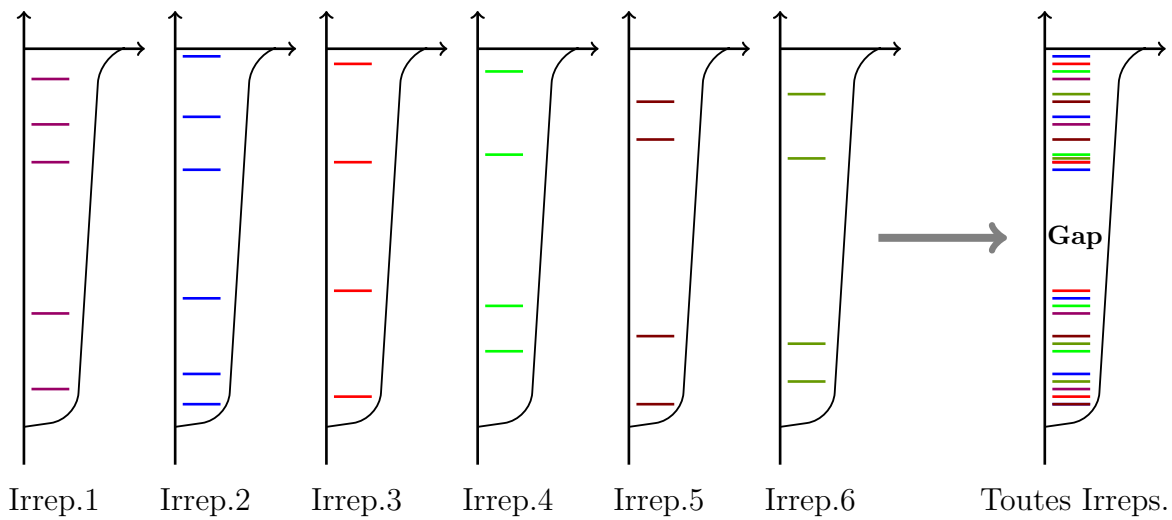


FIGURE I.6 – Illustration schématique des niveaux d’énergie individuels de 6 représentations irréductibles divisés en 6 familles et un large “gap” est observé dans le spectre d’énergie individuel total obtenu par la superposition des 6 différentes représentations irréductibles [Dudek09].

On trouve que le critère pour avoir plus de chance de trouver des larges “gaps” dans le spectre d’énergie individuel, est qu’il faut avoir des groupes de symétrie avec un grand nombre de représentations irréductibles et/ou une haute dimension de leur représentations irréductibles.

En physique, il y a deux types de groupe de symétrie souvent utilisés : les groupes ponctuels simples et les groupes ponctuels doubles.

- Les groupes ponctuels simples décrivent un système de bosons et les objets dans la mécanique classique (e.g. D_{2h} , T_d).
- Les groupes ponctuels doubles, noté par un indice “D”, sont utilisés pour décrire

les fonctions d'onde des spineurs des fermions et les systèmes constitués de nombre impair des fermions (e.g. D_{2h}^D , T_d^D , O_h^D).

Parmi les 32 groupes ponctuels[Harte93] utilisés dans la physique, il n'y en a que seize qui satisfont les conditions favorisant la présence de larges “gaps” (voir tableau I.1). La théorie des groupes a montré que les dimensions des représentations irréductibles des groupes ponctuels doubles peuvent prendre une valeur maximale égale à 4, c'est-à-dire que la plus grande dimension d dans le cas le plus favorable est $d = 4$.

No.	Groupe	No. Irrep.	Dimension
1.	O_h^D	6	$4 \times 2D$ et $2 \times 4D$
2.	O^D	3	$2 \times 2D$ et $1 \times 4D$
3.	T_d^D	3	$2 \times 2D$ et $1 \times 4D$
4.	C_{6h}^D	$12 \rightarrow 6$	$12 \times 1D$ ($6 \times 2D$)
5.	D_{6h}^D	6	$6 \times 2D$
6.	T_h^D	6	$6 \times 2D$
7.	D_{4h}^D	4	$4 \times 2D$
-	D_{2h}^D	2	$2 \times 2D$ (référence)
8.	C_{4h}^D	$8 \rightarrow 4$	$8 \times 1D$ ($4 \times 2D$)
9.	T^D	3	$3 \times 2D$
10.	D_{3h}^D	3	$3 \times 2D$
11.	C_{6v}^D	3	$3 \times 2D$
12.	D_6^D	3	$3 \times 2D$
13.	C_6^D	$6 \rightarrow 3$	$6 \times 1D$ ($3 \times 2D$)
14.	S_6^D	$6 \rightarrow 3$	$6 \times 1D$ ($3 \times 2D$)
15.	C_{3h}^D	$6 \rightarrow 3$	$6 \times 1D$ ($3 \times 2D$)
16.	C_{3i}^D	$6 \rightarrow 3$	$6 \times 1D$ ($3 \times 2D$)

TABLEAU I.1 – Les 16 groupes ponctuels et leur présentations irréductibles satisfont le critère de présence des larges “gaps”.

Dans le tableau I.1 on peut voir qu'il y a deux groupes ponctuels qui sont les plus intéressants dans notre étude : les groupes ponctuels doubles octaédrique O_h^D et tétraédrique T_d^D , qui peuvent mener à une dégénérescence d'ordre 4 des niveaux d'énergie individuels des Fermions[Dudek02]. Le groupe ponctuel double octaédrique O_h^D est constitué de 96 éléments et est caractérisé par 6 représentations irréductibles dont deux sont quadri-dimensionnelle. Le groupe ponctuel double tétraédrique T_d^D est constitué de 48 éléments et est caractérisé par 3 représentations irréductibles dont

une est quadri-dimensionnelle. On va maintenant présenter en détail les propriétés du système quantique nucléaire qui satisfait ces deux groupes ponctuels de symétrie.

I-2.2.a Invariance de la surface sous l'action des groupes ponctuels de symétrie

La surface Σ du noyau déformé est donnée par (cf. section I-1.2) :

$$\Sigma : R(\theta, \phi) = R_0 C(\{\alpha\}) \left[1 + \sum_{\lambda=2}^{\lambda_{max}} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \right] \quad (I.44)$$

On considère l'action d'un opérateur \hat{g} du groupe ponctuel de symétrie \mathbf{G} sur la surface Σ , la condition d'invariance est donnée par :

$$\Sigma \xrightarrow{\hat{g}} \Sigma' \equiv \Sigma \quad (I.45)$$

on a alors :

$$\sum_{\lambda=2}^{\lambda_{max}} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu} [\hat{g} Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)] = \sum_{\lambda=2}^{\lambda_{max}} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \quad \forall(\theta, \phi) \quad (I.46)$$

On va trouver une représentation des opérateurs $\hat{g} \in \mathbf{G}$ adaptée à l'action sur l'harmonique sphérique. On considère les opérateurs d'inversion \hat{C}_i et de rotation $R(\Omega)$, où Ω est l'ensemble des angles d'Euler. L'opérateur \hat{g} peut s'exprimer par la multiplication de ces deux opérateurs :

$$\hat{g} \rightarrow \hat{g}(\eta, \Omega) = (\hat{C}_i)^\eta R(\Omega) \quad (I.47)$$

η est un paramètre prenant les valeurs 0 (dans le cas sans inversion) et 1 (dans le cas avec inversion). La partie à gauche de l'équation I.46 peut s'écrire :

$$\sum_{\lambda=2}^{\lambda_{max}} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu} [\hat{g} Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)] = \sum_{\lambda=2}^{\lambda_{max}} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu} (-1)^{\eta\lambda} \sum_{\mu'} D_{\mu'\mu}^\lambda(\Omega) Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi). \quad (I.48)$$

L'équation I.46 devient :

$$\sum_{\mu'=-\lambda}^{\lambda} \sum_{\lambda=2}^{\lambda_{max}} \left[\sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu} (-1)^{\eta\lambda} D_{\mu'\mu}^\lambda(\Omega) - \alpha_{\lambda\mu'} \right] Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) = 0. \quad (I.49)$$

Cette équation doit être valable pour tous les valeurs de θ et ϕ et pour tous les éléments de la somme $Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)$. On a alors un système d'équations :

$$\sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu} (-1)^{\eta\lambda} D_{\mu'\mu}^{\lambda}(\Omega) - \alpha_{\lambda\mu'} = 0 \quad (\text{I.50})$$

Ce système d'équations peut s'écrire de façon plus simple :

$$\sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \left[(-1)^{\eta\lambda} D_{\mu'\mu}^{\lambda}(\Omega) - \delta_{\mu\mu'} \right] \alpha_{\lambda\mu} = 0 \quad (\text{I.51})$$

Dans ces équations, Ω est l'ensemble des angles Euler correspondant à une rotation discrète permise par le groupe de symétrie considérés comme définie par l'équation I.47. Par exemple, dans le cas de rotation autour de l'axe O_z on peut prendre $\Omega = \{\pi/2, 0, 0\}$.

L'équation I.51 est la condition d'invariance de la surface Σ sous l'action de l'opérateur $\hat{g}(\eta, \Omega)$. On peut prendre le vecteur propre de la matrice de dimension $(2\lambda+1) \times (2\lambda+1)$ de forme $(-1)^{\eta\lambda} D^{\lambda}(\Omega)$ avec la valeur propre égale à +1 comme la solution du problème de la représentation irréductible du groupe en termes d'angles d'Euler.

Posons $\bar{\alpha}_{\lambda\mu}$ comme solution du système d'équation I.51. Quelques remarques peuvent être données :

- Du fait que le système d'équations I.51 est uniforme, la multiplication de la solution correspondant $\bar{\alpha}_{\lambda\mu}$ par une constante est également une résolution de cette équation. Cette propriété permet de choisir $\bar{\alpha}_{\lambda\mu=0}$ comme un paramètre pour déterminer les autres composantes non-nulles. En déterminant toutes les valeurs possibles de $\bar{\alpha}_{\lambda 0}^{\min} < \bar{\alpha}_{\lambda 0} < \bar{\alpha}_{\lambda 0}^{\max}$ on peut déterminer les possibles surfaces qui sont invariantes sous l'action de l'opérateur \hat{g} .
- Toutes les autres solutions propres correspondent aux orientations équivalentes de la surface considérées.
- Le nombre des vecteurs propres non-nuls donne le nombre des orientations possibles.

La condition de l'invariance donné par l'équation I.51 est pour le cas simple où la surface est invariante sous l'action d'un seul opérateur \hat{g} . On va chercher des conditions d'invariance simultanée sous l'action de tous les opérateurs $\hat{g} \in \mathbf{G}$ (voir section précédente). Pour les f éléments du groupe \mathbf{G} on a les f transformations correspondant aux valeurs η_k et Ω_k , $k = 1, 2, \dots, f$. On a alors un système de $f \times \lambda(\lambda+1)$ équations de la forme[Dudek07a] :

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} [(-1)^{\eta_1 \lambda} D_{\mu' \mu}^{\lambda}(\Omega_1) - \delta_{\mu \mu'}] \alpha_{\lambda \mu} = 0 \\ \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} [(-1)^{\eta_2 \lambda} D_{\mu' \mu}^{\lambda}(\Omega_2) - \delta_{\mu \mu'}] \alpha_{\lambda \mu} = 0 \\ \dots = \dots \\ \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} [(-1)^{\eta_f \lambda} D_{\mu' \mu}^{\lambda}(\Omega_f) - \delta_{\mu \mu'}] \alpha_{\lambda \mu} = 0 \end{array} \right. \quad (\text{I.52})$$

c'est un système d'équations dont le nombre de variables est supérieur au nombre d'équations. Dans n'importe quel groupe ponctuel de symétrie, les éléments du groupe ponctuel peuvent être générés par quelques éléments appelés "générateurs". Le système de $f \times (2\lambda + 1)$ équations peut ainsi se réduire à un système avec beaucoup moins d'équations.

I-2.2.b Déformations tétraédriques

Il y a une combinaison des ordres les plus bas des harmoniques sphériques qui peut être utilisée pour décrire la surface du noyau obéissant à la symétrie tétraédrique (déformation tétraédrique). L'ordre le plus bas de la déformation tétraédrique (premier ordre) correspond au troisième ordre des harmoniques sphériques. En introduisant le paramètre t_1 , on a alors :

$$\alpha_{3,\pm 2} \equiv t_1 \quad (\text{I.53})$$

On trouve que les multipolarités $\lambda = 4, 5, 6$ ne satisfont pas la condition d'invariance de la symétrie tétraédrique. Le deuxième ordre de la déformation tétraédrique se caractérise par la multipolarité $\lambda = 7$:

$$\alpha_{7,\pm 2} \equiv t_2, \quad \alpha_{7,\pm 6} \equiv -\sqrt{\frac{11}{13}} t_2. \quad (\text{I.54})$$

Le troisième ordre de la déformation tétraédrique t_3 est caractérisé par $\lambda = 9$:

$$\alpha_{9,\pm 2} \equiv t_3, \quad \alpha_{9,\pm 6} \equiv +\sqrt{\frac{13}{3}} t_3. \quad (\text{I.55})$$

Il est évident qu'on peut avoir les déformations tétraédriques de plus grands ordres, par contre, pour les ordres élevés des harmoniques sphériques, les composantes de la déformation multipolaire deviennent négligeables. Ici, le développement de la série des harmoniques sphériques s'arrête à t_3 . La figure I.7 donne un exemple de la surface du noyau pour les deux premiers ordres de la déformation tétraédrique.

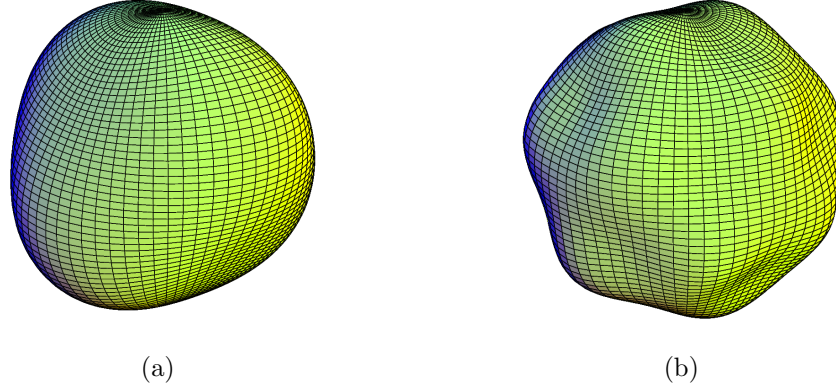


FIGURE I.7 – Comparaison de deux formes de la symétrie tétraédrique : (a) déformation tétraédrique du premier ordre $t_1 = 0.15$, (b) déformation tétraédrique du deuxième ordre $t_2 = 0.05$ [Dudek03].

I-2.2.c Déformations octaédriques

De la même façon, on peut introduire le paramètre o_1 comme le premier ordre de la déformation octaédrique avec $\lambda = 4$ et $\mu = 0$:

$$\alpha_{4,0} \equiv o_1, \quad \alpha_{4,\pm 4} \equiv +\sqrt{\frac{5}{14}}o_1. \quad (\text{I.56})$$

Les déformations avec $\lambda = 5, 7, 9$ ne satisfont pas les conditions d'invariance du groupe ponctuel octaédrique. Pour $\lambda = 6$ on a :

$$\alpha_{6,0} \equiv o_2, \quad \alpha_{6,\pm 4} \equiv +\sqrt{\frac{7}{2}}o_2. \quad (\text{I.57})$$

Pour $\lambda = 8$:

$$\alpha_{8,0} \equiv o_3, \quad \alpha_{8,\pm 4} \equiv +\sqrt{\frac{28}{198}}o_3, \quad \alpha_{8,\pm 8} \equiv +\sqrt{\frac{65}{198}}o_3. \quad (\text{I.58})$$

Comme expliqué dans la section précédente, le développement en série des déformations octaédriques est limité aux 3 premiers ordres. La figure I.8 illustre un exemple de surface nucléaire pour les deux premiers ordres de la déformation octaédrique.

Dans le cadre de la théorie des groupes, on montre que le groupe ponctuel tétraédrique est un sous-groupe du groupe octaédrique. Si on a une surface invariante sous l'action des opérateurs du groupe ponctuel octaédrique, elle est aussi invariante sous l'action des opérateurs du groupe ponctuel tétraédrique. Par conséquent, une surface construite par la superposition de deux paramétrisations, l'une de symétrie tétraédrique avec des paramètres t_1, t_2, t_3 , l'autre de symétrie octaédrique avec des paramètres o_1, o_2, o_3 , va conserver la symétrie tétraédrique. Si on prend les paramètres $t_1 = 0, t_2 = 0$ et $t_3 = 0$, on obtient une surface de symétrie purement octaédrique.

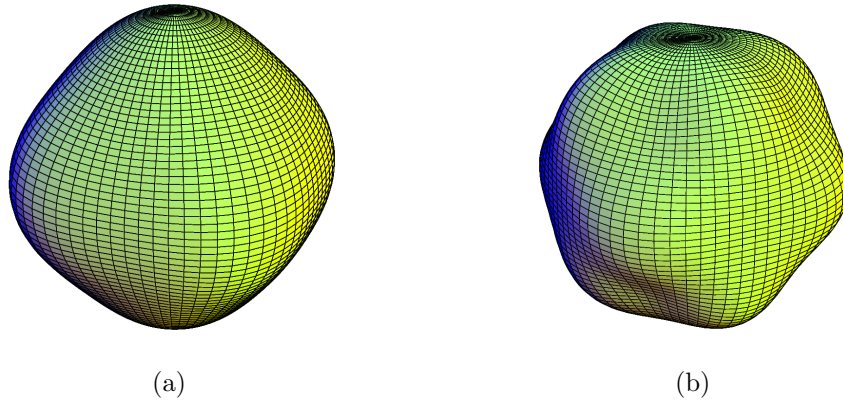


FIGURE I.8 – Comparaison de deux formes de la symétrie octaédrique (voir les définitions I.56 et I.57) : (a) déformation octaédrique du premier ordre $o_1 = 0.1$, (b) déformation octaédrique du deuxième ordre $o_2 = 0.04$ [Dudek03].

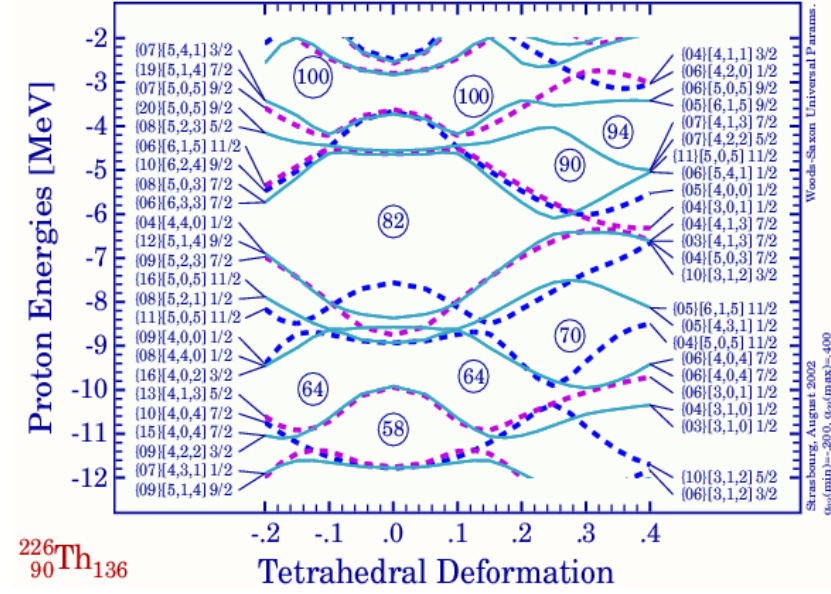
I-2.3 Spectres d'énergie individuels

Dans cette section sont donnés des spectres d'énergie individuelle des nucléons calculés par la théorie de champ moyen avec un potentiel de Woods-Saxon pour des noyaux dans la région des actinides.

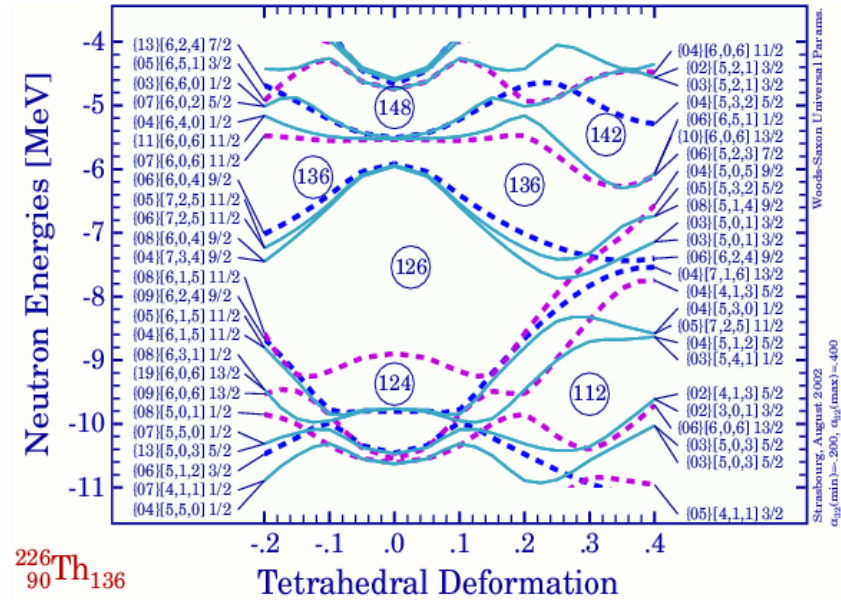
I-2.3.a Spectre d'énergie individuel de symétrie tétraédrique

La figure I.9 montre un exemple du spectre d'énergie individuelle calculé par l'approche de champ moyen avec le potentiel Woods-Saxon pour les noyaux au voisinage du noyau ^{226}Th en fonction de la déformation purement tétraédrique [Dudek03]. Les courbes d'énergie sont symétriques par rapport au changement de signe de la déformation. Des “gaps” sont observés avec une largeur de l'ordre de 2 MeV pour : $Z=56,64,70,90/94$ et $N=70,90/94,112$ [Dudek07a]. Ce fait va augmenter la probabilité d'observer la symétrie T_d^D dans ces noyaux. Les résultats de calculs pour les isotopes légers Rn présenté dans la référence[Li94] ont montré qu'il peut exister un ensemble d'états isomériques de symétrie tétraédrique.

Ce sont de nouveaux nombres magiques associés aux noyaux de formes tétraédriques. Les noyaux avec de tels nombres de neutrons et/ou de protons sont les meilleurs candidats pour la recherche de symétrie tétraédrique. De plus, l'effet d'appariement nucléaire et des excitations quasi-particules peuvent favoriser le minimum d'énergie de symétrie tétraédrique pour quelques noyaux dont le nombre de neutrons et/ou protons est proche des nombres magiques tétraédriques[Schun04] formant ainsi des îlots tétraédrique comme il existe des îlots sphériques.



(a)



(b)

FIGURE I.9 – Evolution des niveaux d'énergie individuelle des noyaux au voisinage du noyau $^{226}\text{Th}_{136}$ en fonction du paramètre de déformation tétraédrique (t_1) pour les protons (a) et les neutrons (b)[Dudek03]. Les courbes sont labellées par les nombres asymptotiques de Nilsson[Nilss55]. Le nombre à gauche de chaque label, entre parenthèses, donne le pourcentage de validité de chaque label.

I-2.3.b Spectre d'énergie individuel de symétrie octaédrique

La figure I.10 illustre un exemple du spectre d'énergie individuel des nucléons en fonction de la déformation octaédrique[Dudek03]. La courbe des énergies individuelles des nucléons n'est pas symétrique par rapport au changement de signe de la déformation octaédrique. Comme la surface correspondant à la déformation octaédrique est basée sur une combinaison des fonctions harmoniques d'ordre pair (voir section précédente), la parité de l'hamiltonien du champ moyen obéissant à la symétrie octaédrique est conservée.

Le groupe ponctuel O_h^D de symétrie octaédrique a six représentations irréductibles dont deux quadri-dimensionnelles et quatre bi-dimensionnelles (voir section I-2.2). L'ensemble des fonctions d'onde des solutions de l'équation de Schrödinger se divise alors en 6 familles (équation I.43). Pour chaque parité on a une répartition symétrique des représentations irréductibles : une en quadri-dimensionnelle et deux en bi-dimensionnelle. Sur la figure I.10, les niveaux avec une dégénérescence d'ordre 4 sont représentés en traits pleins, et les niveaux avec dégénérescence d'ordre 2 sont représentés en traits pointillés. On voit qu'il existe des larges "gaps" (de l'ordre de 3 MeV) correspondant à $Z = 70$ et $N = 114$. Ceci peut conduire à la stabilisation du noyau dans une telle forme.

I-2.4 Instabilité des symétries tétraédrique et octaédrique

La figure I.11 représente l'énergie de surface du noyau ^{156}Dy , en fonction des déformations quadrupolaire et tétraédrique (figure I.11(a)), des déformations quadrupolaire et octaédrique (figure I.11(b)), calculée en utilisant un potentiel de Woods-Saxon déformé. Le résultat est obtenu en minimisant l'énergie totale dans l'espace à 3 dimensions des déformations (α_{20} , $t_3 \equiv \alpha_{32}$, $o_1 \equiv \alpha_{40}$). Chaque figure est obtenue par la projection de l'énergie totale en deux dimensions.

A une valeur nulle de la déformation quadrupolaire ($\alpha_{20} = 0$) on observe des minimums d'énergie totale. Ces minimums sont très prononcés dans le plan de déformation $\alpha_{20} - \alpha_{32}$ (déformation quadrupolaire vs. tétraédrique). A une déformation purement tétraédrique $t_1 \approx 0.15$ le minimum d'énergie est de l'ordre de 3 MeV plus faible que dans le cas d'une forme sphérique. Dans le cas d'une déformation purement octaédrique $o_1 \approx 0.1$ le minimum d'énergie est moins important et est de l'ordre de 0.5 MeV plus faible que dans le cas d'une forme sphérique. Ce résultat illustre que la symétrie tétraédrique a une influence beaucoup plus importante que la symétrie octaédrique sur la stabilité du noyau et la combinaison des deux symétries donne un minimum d'énergie correspondant à la seule symétrie tétraédrique.

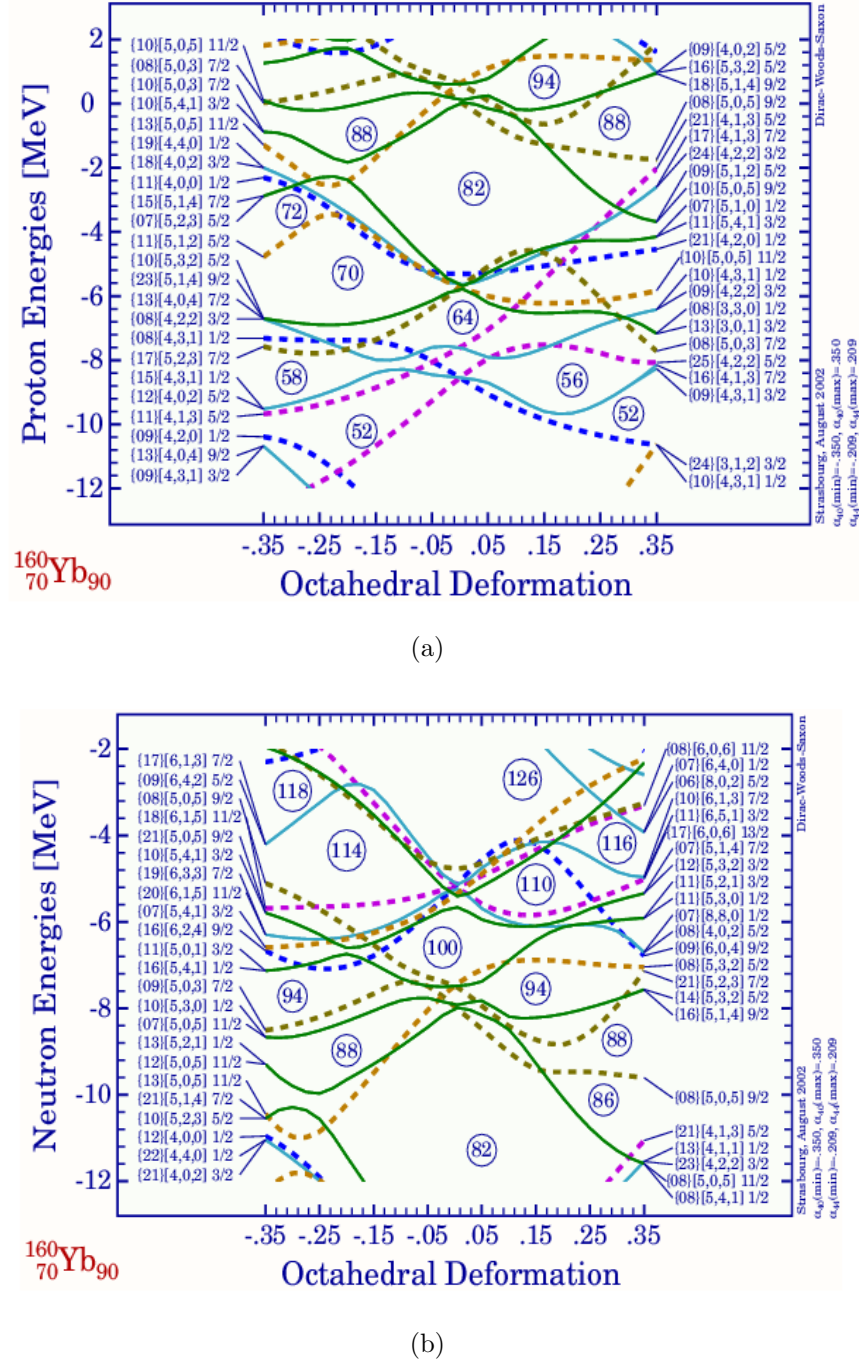
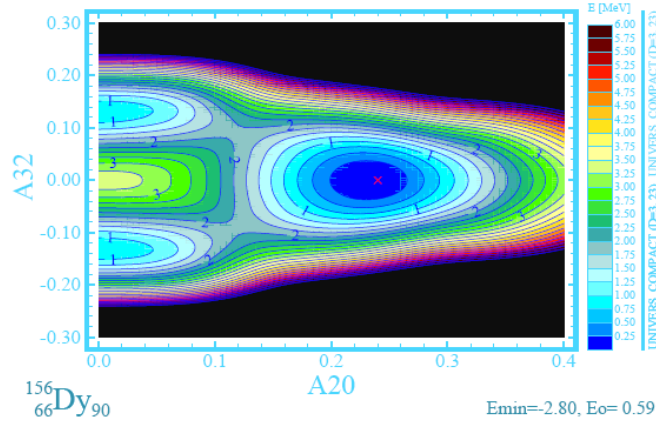
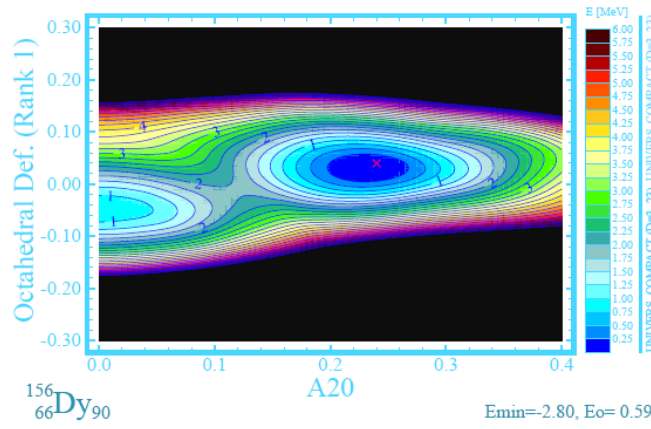


FIGURE I.10 – Evolution des niveaux d'énergie individuelle des noyaux au voisinage du noyau ^{170}Yb en fonction du paramètre de déformation octaédrique (α_4) pour les protons (a) et les neutrons (b)[Dudek03]. Les courbes sont labellées par les nombres asymptotiques de Nilsson[Nilss55]. Le nombre à gauche de chaque label, entre parenthèses, donne le pourcentage de validité de chaque label.

★ **Conclusion :** Les symétries tétraédrique et octaédrique donnent toutes les deux des minimums d'énergie plus bas en comparaison avec l'énergie de la forme sphérique



(a)



(b)

FIGURE I.11 – Energie totale du noyau ^{156}Dy en fonction des déformations quadrupolaire et tétraédrique ($A_{20} \leftrightarrow \alpha_{20}$ et $A_{32} \leftrightarrow \alpha_{32}$) (a), et en fonction des déformations quadrupolaire et octaédrique (b)[Dudek07a]. Lorsque la déformation quadrupolaire disparaît, les minimums d'énergie sont observés pour des déformations tétraédriques ($t_1 \approx 0.15$) et octaédriques $o_1 \approx 0.1$.

(tétraédrique ≈ 3 MeV plus bas, octaédrique ≈ 0.5 MeV plus bas) qui favorisent la stabilisation du noyau dans de telles formes au détriment de la simple sphère.

I-2.5 Des signatures expérimentales de la symétrie tétraédrique

Considérons une surface Σ définie en termes de déformations multipolaires comme présentée par l'équation I.44. Supposons une fonction uniforme de la densité $\rho_{\Sigma}(\vec{r})$ suivant la surface Σ :

$$\rho_{\Sigma}(\vec{r}) = \begin{cases} \rho_0 & : \vec{r} \in \Sigma \\ 0 & : \vec{r} \notin \Sigma \end{cases} \quad (\text{I.59})$$

Le moment multipolaire est donné par :

$$Q_{\lambda\mu} = \int \rho_{\Sigma}(\vec{r}) r^{\lambda} Y_{\lambda\mu} d^3\vec{r} \quad (\text{I.60})$$

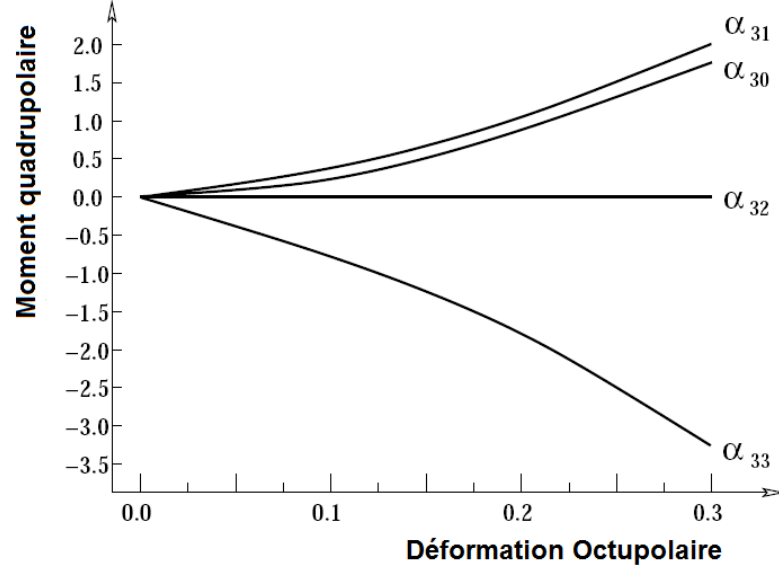


FIGURE I.12 – Un exemple du comportement de moment quadrupolaire en fonction de la déformation multipolaire $\alpha_{3\mu} \neq 0$ pour ^{230}U . Les autres paramètres $\alpha_{\lambda\mu}$ sont choisis égaux à zéro.

Pour une petite déformation, on peut développer $Q_{\lambda\mu}$ sous forme de développement de Taylor :

$$Q_{\lambda\mu}(\alpha) \approx Q_{\lambda\mu}\big|_{\alpha=0} + Q'_{\lambda\mu}\big|_{\alpha=0} \Delta\alpha + \frac{1}{2} Q''_{\lambda\mu}\big|_{\alpha=0} \Delta\alpha \Delta\alpha + \dots \quad (\text{I.61})$$

En posant $\lambda = 2$, $\mu = 0$ et $\lambda_1 = \lambda_2 = 3$, on a alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha_{30} : Q_{20} = \frac{15}{2\sqrt{5}\pi} \cdot \alpha_{30}^2 \cdot \rho_0 R_0^5 \\ \alpha_{31} : Q_{20} = \frac{15}{4\sqrt{5}\pi} \cdot \alpha_{3+1} \alpha_{3-1} \cdot \rho_0 R_0^5 \\ \alpha_{32} : Q_{20} = 0 \\ \alpha_{33} : Q_{20} = \frac{125}{12\sqrt{5}\pi} \cdot \alpha_{3+3} \alpha_{3-3} \cdot \rho_0 R_0^5 \end{array} \right. \quad (\text{I.62})$$

On remarque que la déformation tétraédrique α_{32} donne une valeur nulle de Q_{20} . Dans le cas de calculs plus sophistiqués avec le potentiel de Woods-Saxon, le moment multipolaire est :

$$Q_{20}(\alpha_{3\mu}) = \int \Psi_{WS}^*(\tau) \hat{Q}_{20} \Psi_{WS}(\tau) d\tau \quad (\text{I.63})$$

Le même résultat est obtenu, $Q_{20}(\alpha_{3\mu})$ disparaît pour une valeur non-nulle de α_{32} . La figure I.12 représente, en utilisant le potentiel de Woods-Saxon, la contribution au moment quadrupolaire de chaque paramètre de déformation octupolaire.

Les calculs sur le moment quadrupolaire montrent que toutes les formes du noyau avec des paramètres $\{\alpha_{\lambda\mu}, \lambda \geq 2, (\lambda, \mu) \neq (2,3)\}$ peuvent générer une valeur non nulle du moment quadrupolaire même dans le cas d’une absence de la déformation quadrupolaire. Ces éléments théoriques nous permettent de conclure que dans un noyau ayant une symétrie purement tétraédrique, avec un seul terme α_{32} non nul dans le développement en harmoniques sphériques, le moment quadrupolaire devient nul.

Comme représenté sur la figure I.11, il existe deux minimums pour l’énergie totale de la surface du noyau lorsque le moment quadrupolaire est nul et chaque minimum d’énergie est entouré par une barrière de quelques centaines de keV à quelques MeV. L’énergie d’excitation associée à ces minimums peut prendre des valeurs entre ≈ 1 MeV et quelques MeV [Dudek03]. De part cette forme non sphérique, la bande rotationnelle du noyau tétraédrique se caractérise par une dépendance entre l’énergie des états excités et le spin donnée par $E \propto I(I+1)$. Du fait que les formes tétraédriques ont une structure octupolaire non axiale Y_{32} , on s’attend, pour la bande rotationnelle associée à un noyau tétraédrique, à une parité négative.

Les calculs théoriques [Dudek07b] ont montré qu’une perturbation de la déformation tétraédrique, statique ou dynamique, induit une valeur non nulle du moment dipolaire et quadrupolaire. A haut spin dans la bande rotationnelle du noyau tétraédrique, la polarisation quadrupolaire induite par la vibration et surtout par l’alignement du moment angulaire des nucléons \vec{j} avec la rotation collective \vec{R} (section I-1.4.a), donne des valeurs non nulles des moment dipolaire et quadrupolaire qui augmente avec l’accroissement du spin. De plus, la probabilité d’émission des rayonnements γ pour des transitions dipolaires est proportionnelle à E_γ^3 . Donc, plus l’énergie d’excitation est grande, plus ces transitions sont favorisées. Il y a ainsi une compétition entre les transitions intra-bande E2 des bandes associées à la symétrie tétraédrique et les transitions inter-bande E1 entre ces bandes et la bande “Yrast”. En diminuant le spin, la probabilité des transitions E2 deviennent très faible ou disparaissent, par contre, la probabilité des transitions E1 reste du même ordre de grandeur voire même augmente.

La signature expérimentale prévue par la théorie pour la symétrie tétraédrique est ainsi la disparition des transitions intra-bande E2 dans les bandes de parité négative [Dudek07a]. Les calculs théoriques [Dudek03, Dudek07a] prédisent l’existence de nombres magiques associés à la symétrie tétraédrique, les noyaux avec des nombres de pro-

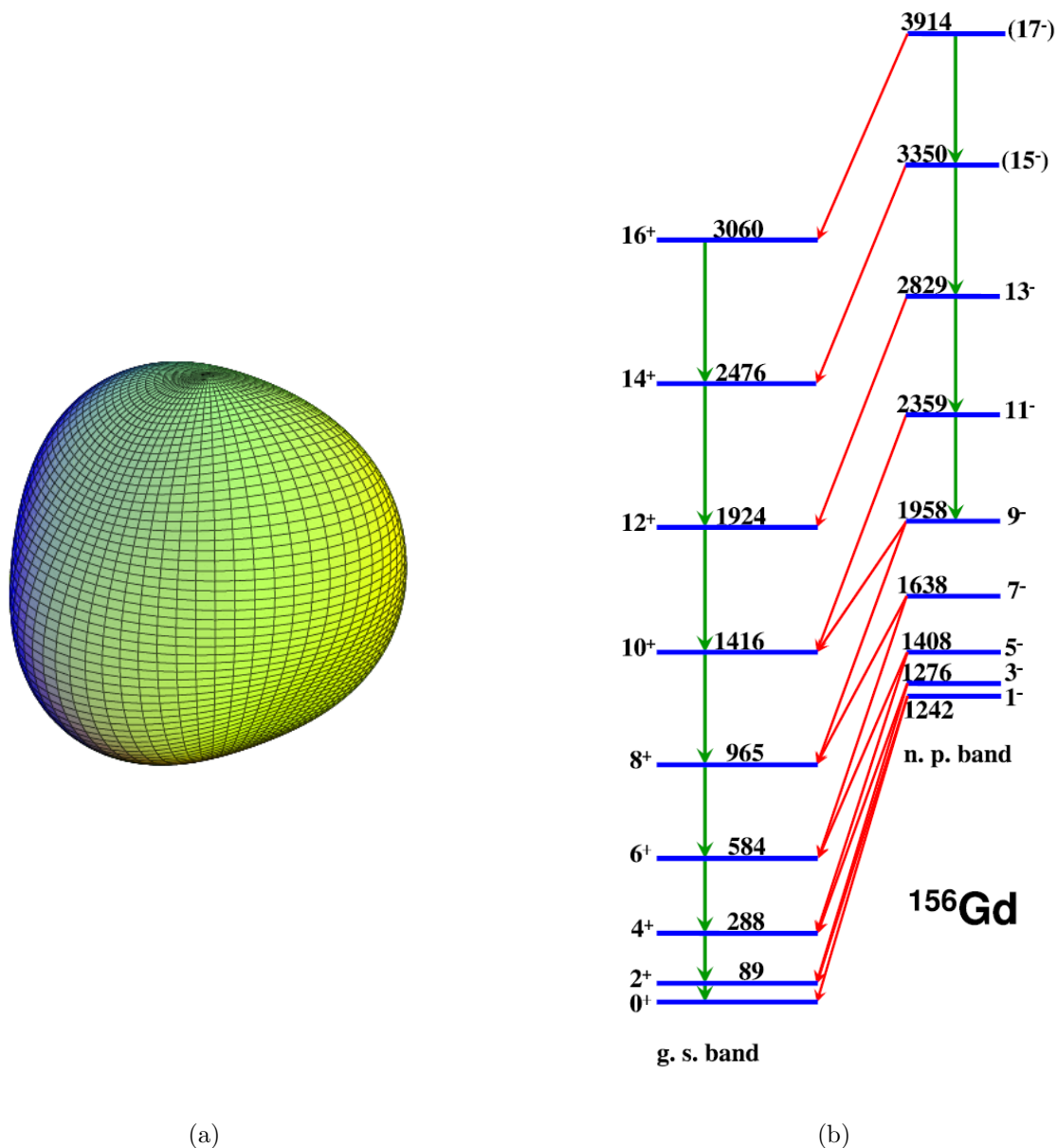


FIGURE I.13 – Le noyau ^{156}Gd [Dudek07b, Reich03] : La forme du noyau correspondant à une symétrie purement tétraédrique (a) et une partie du schéma de niveaux expérimental de ce noyau (b). Des transitions E2 à bas spin de la bande de parité négative ne sont pas observées.

tons et de neutrons égaux aux nombres magiques tétraédriques correspondants sont les meilleurs candidats pour la recherche de cette symétrie. De plus, l'effet d'appariement et/ou l'excitation quasi-particules peuvent favoriser des minimums d'énergie dans les noyaux au voisinage des noyaux tétraédriques. La théorie suggère l'existence de 3 régions de stabilité : les terres rares (Sm, Gd, Dy, ...), les actinides (Th, U, Pu, Cm, ...) et la région autour du noyau Zr.

La figure I.13 illustre une partie du schéma de niveaux du noyau ^{156}Gd . Dans les

résultats des expériences [Konij81] faites en utilisant la réaction $^{154}\text{Sm}(\alpha, 2n)^{156}\text{Gd}$, les transitions E2 de la bande de parité négative n'ont pu être observées à bas spin. Le noyau ^{156}Gd a des nombres de protons et de neutrons proches des nombres magiques prédits par la théorie de la symétrie tétraédrique (avec 64 protons et 92 neutrons). Les calculs théoriques sur l'énergie totale montre qu'il est un bon candidat pour la recherche de symétrie tétraédrique : l'absence des transitions E2 pouvant être expliquée par le fait que ce noyau a une symétrie tétraédrique et donc que le moment quadrupolaire sont nuls. Dans le chapitre III, nous présenterons une expérience en vue de réaliser une étude spectroscopique étendue afin de traquer la présence de symétrie tétraédrique dans ce noyau.

I.3 Conclusions du chapitre

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons présenté des modèles théoriques et des descriptions dynamiques du noyau atomique. Ces sont des éléments théoriques qui permettent de mieux comprendre des phénomènes comme la déformation du noyau et les bandes rotationnelles, notions manipulées tout au long de ce mémoire. Un accent particulier est mis sur la théorie des groupes et toute implication pour la recherche de symétrie tétraédrique.

Les calculs théoriques prédisent l'existence de nombres magiques associés à chaque symétrie. Pour les calculs présentés dans ce chapitre, la symétrie tétraédrique donne des nombres magiques $Z=56,64,70,90/94$ et $N=70,90/94,112$ (ceux de la symétrie sphérique sont $N, Z = 2, 8, 20, 28, 50, \dots$). Autrement dit, chaque symétrie géométrique du champ moyen génère sa chaîne de nombres magiques.

Les noyaux avec symétrie tétraédrique sont déformés donc leurs orientations dans l'espace est bien définie et par conséquent ces noyau génèrent aussi des bandes rotationnelles avec $E_I \propto I(I+1)$.

Les noyaux avec la symétrie tétraédrique sont attendus avec les moments quadrupolaires faibles ($Q_{20} = 0$ dans le cas d'une pure symétrie tétraédrique, $Q_{20} \neq 0$ si on considère les vibrations appelées "zero-point motion"). Il en découle que des bandes rotationnelles sans transitions E_2 doivent exister dans ces noyaux. La recherche expérimentale de telles bandes est le sujet de cette thèse de doctorat. Les résultats de l'analyse d'une expérience effectuée pour la recherche de la symétrie tétraédrique seront détaillés dans le chapitre III.

Chapitre II

La spectroscopie γ : multi-détecteurs et simulations Monté Carlo

Sommaire

II.1	Généralités	44
II-1.1	La détection des rayonnements γ	44
II-1.2	Les détecteurs semi-conducteur Germanium	47
II-1.3	Les multi-détecteurs de rayonnements γ	53
II-1.4	Acquisition : quelques généralités	57
II-1.5	Quelques multi-détecteurs	60
II.2	Simulation Monté Carlo : EUROBALL III et AGATA	63
II-2.1	Les motivations de la simulation	63
II-2.2	Les outils informatiques	64
II-2.3	Caractérisation des multi-détecteurs	65
II-2.4	Simulation avec des événements réalistes	77
II.3	Conclusions du chapitre	93

II.1 Généralités

La spectroscopie γ est un outil majeur pour étudier la structure nucléaire dans des conditions extrêmes. Les progrès effectués au cours de ces dernières années ont notablement enrichi notre connaissance des modes d'excitation du noyau atomique et ont ouvert du même coup plusieurs champs d'investigation de la structure nucléaire. L'utilisation de multi-détecteurs Germanium (Ge) révolutionna la spectroscopie γ grâce à leur grande résolution en énergie et à leur efficacité accrue de détection des événements de haute multiplicité. La spectroscopie γ représente ainsi une sonde puissante pour traquer les signes d'une symétrie tétraédrique.

II-1.1 La détection des rayonnements γ

Pour que les rayonnements γ soient détectés, ils doivent interagir avec la matière et y déposer de l'énergie. La nature électromagnétique des rayonnements γ leur permet d'interagir fortement avec les électrons présents dans la matière. Le principe de détection des rayonnements γ est basé sur l'ionisation : les rayonnements γ communique une partie ou toute leur énergie aux électrons. Les électrons libres créés dans ce processus interagissent avec les atomes proches créant ainsi des électrons secondaires. Ces électrons sont collectés pour détecter la présence des rayonnements γ et pour mesurer leur énergie. Le résultat obtenu est une impulsion électrique proportionnelle à l'énergie déposée dans le milieu de détection.

Il y a principalement trois interactions possibles lorsqu'un photon se propage dans la matière : l'effet photoélectrique, l'effet Compton et la création de paires. L'importance relative des trois interactions dépend fortement de l'énergie du rayonnement γ incident et de la propriété du matériau¹.

II-1.1.a L'effet photoélectrique

Pour les photons de basse énergie (< 200 keV), l'interaction entre le photon et un cristal de Germanium est gouvernée par l'effet photoélectrique. Dans ce cas, l'énergie du photon incident est entièrement absorbée totalement par le cristal de Germanium. La probabilité d'interaction est calculée approximativement par[Knoll02] :

$$P_{ph} \approx k \frac{Z^n}{(h\nu)^{3.5}} \quad (\text{II.1})$$

Où n varie entre 4 et 5 pour une énergie incidente variant de 0 à 3 MeV, $h\nu$ et Z sont respectivement l'énergie du photon incident et le numéro atomique de la matière.

1. Pour la suite, nous nous intéressons principalement au Germanium avec lequel sont construits les détecteurs des rayonnements γ utilisés dans ce mémoire.

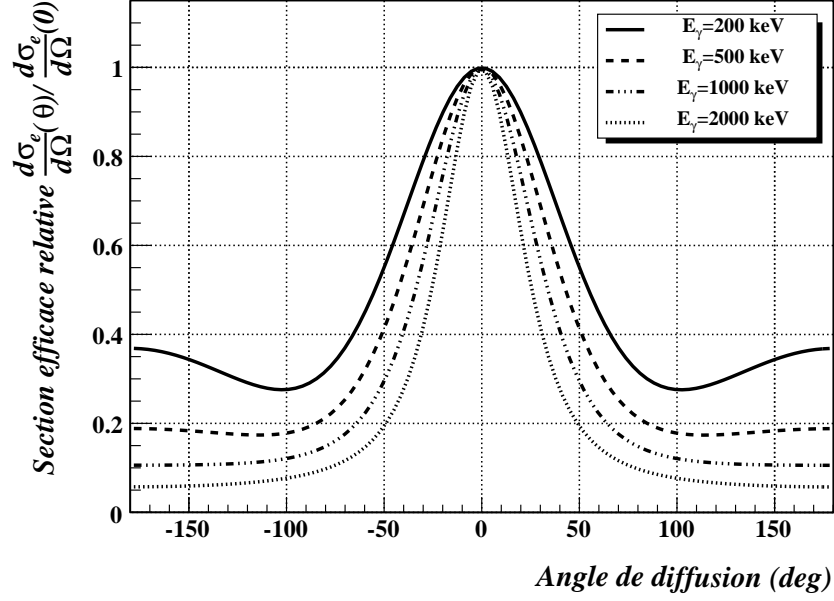


FIGURE II.1 – La diffusion Compton des rayonnements γ calculée avec la formule de Klein-Nishina pour différentes énergies de 200 keV à 2 MeV.

II-1.1.b L'effet Compton

Pour une énergie plus grande des photons incidents (≈ 200 keV à 8 MeV), l'effet Compton est prépondérant. Dans ce processus, un photon incident d'énergie $h\nu_0$ réalise une collision inélastique avec un électron². Une partie de l'énergie du photon incident est fournie à l'électron et le rayonnement γ résultant est diffusé à l'angle θ par rapport à la direction du photon incident avec l'énergie restante $h\nu$. En tenant compte de la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement, on a :

$$h\nu = \frac{m_0 c^2 \alpha}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \quad (\text{II.2})$$

où $\alpha = \frac{h\nu_0}{m_0 c^2}$, m_0 est la masse de l'électron. L'énergie cinétique de l'électron de recul est maximale ($T = h\nu_0 - h\nu$) si $\theta = \pi$. La section efficace différentielle par électron σ_e et par l'angle solide Ω est donnée par la formule de Klein-Nishina[Klein29] :

$$\frac{d\sigma_e}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left\{ \frac{1}{[1 + \alpha(1 - \cos \theta)]^2} \left[1 + \cos^2 \theta + \frac{\alpha^2 (1 - \cos \theta)^2}{[1 + \alpha(1 - \cos \theta)]} \right] \right\} \quad (\text{II.3})$$

2. Il faut distinguer la diffusion Compton de la diffusion Rayleigh où le rayonnement γ , après interaction avec un électron, change de direction sans perdre de l'énergie. La diffusion Rayleigh est important dans le cas du "Tracking" γ car il s'agit d'une diffusion élastique.

où r_0 est le rayon de l'électron.

Les valeurs de la section efficace différentielle pour des photons d'énergie de 0.2 MeV à 2 MeV (intervalle d'énergie typique lors d'études de spectroscopie fine des rayonnements γ) sont présentées dans la figure II.1. La normalisation a été faite pour la valeur maximale c'est-à-dire dans la direction du photon incident. A haute énergie (≥ 1 MeV) une proportion conséquente des rayonnements γ diffuse dans un petit angle. Par contre, à basse énergie, la diffusion des rayonnements γ est aussi assez probable pour les angles plus grands.

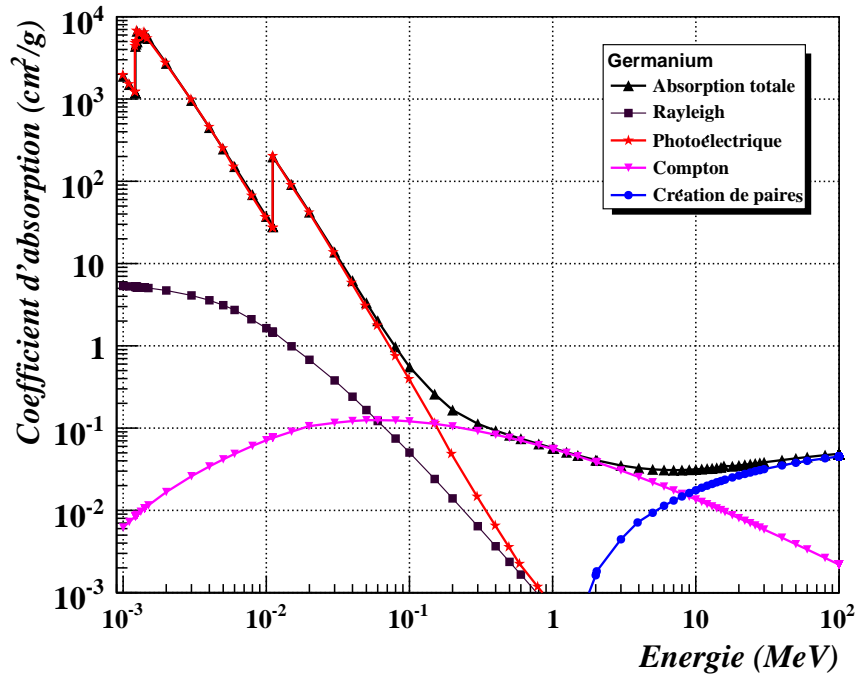


FIGURE II.2 – L'intensité des interactions possibles des rayonnements γ avec le Germanium ($Z=32$) en fonction de l'énergie (données calculées par le code XCOM[XCOM]).

II-1.1.c La création de paires

Au-delà de 1.022 MeV la probabilité du processus de création de paires va progressivement augmenter et dépasse celle de l'effet Compton (figure II.2) à partir d'environ 8 MeV dans les cristaux de Germanium. La création de paires est liée à la matérialisation d'un rayonnement γ en un électron et un positron possédant respectivement une énergie cinétique T_- et T_+ avec :

$$h\nu_0 = T_- + T_+ + 2m_0c^2 \quad (\text{II.4})$$

$h\nu_0$ est l'énergie du photon incident, m_0 est la masse au repos d'un électron. La matérialisation ne peut se produire qu'au voisinage d'un noyau ou d'un électron pour que la loi de conservation de la quantité de mouvement soit respectée. La section efficace du processus de création de paires est proportionnelle à Z^2 . Le positron créé s'annihile alors avec un électron de la matière pour donner naissance à deux rayonnements γ d'énergie 511 keV chacun et émis suivant des directions opposées³.

II-1.2 Les détecteurs semi-conducteur Germanium

II-1.2.a Le principe de fonctionnement des détecteurs Germanium

Le semi-conducteur est une jonction p-n, fortement polarisée avec une zone active déplétée très importante. Par une excitation thermique ou photonique, les électrons de valence peuvent franchir la bande interdite en énergie (~ 0.77 eV pour le Germanium) et deviennent libres. Lorsqu'un rayonnement γ interagit avec un électron de valence de l'atome, il va transférer son énergie à l'électron qui va créer, par ionisations successives dans le milieu du détecteur, un grand nombre de paires électron-trou. Le nombre de charges collectées N est proportionnel à l'énergie déposée par le rayonnement incident avec un rapport $k \sim 2.96$ eV[Knoll02], on a ainsi :

$$E_\gamma \approx kN \quad (\text{II.5})$$

Les charges collectées sont transformées en impulsions électriques par pré-amplification.

Le matériau choisi pour la détection des rayonnements γ doit satisfaire deux critères : une bonne résolution en énergie pour une spectroscopie γ fine et un numéro atomique Z le plus élevé possible pour avoir une bonne efficacité pour les processus d'interactions (voir section II-1.1). Le Germanium présente de bonnes caractéristiques dans les deux cas. Les cristaux⁴ ont une forme cylindrique coaxiale, qui peut être biseautée, avec un trou de faible diamètre en son centre (le cristal n'est pas percé de part en part). Avec une électrode sur l'axe et l'autre sur la surface extérieure, le champ électrique est radial avec une zone active très importante pour optimiser le volume de détection.

Du fait de sa haute résolution, le semi-conducteur est relativement sensible à la dégradation provenant des interactions de neutrons avec le milieu du détecteur. L'effet de l'endommagement est de créer des atomes délocalisés dans le cristal de Germanium, d'augmenter ainsi le volume de captage des charges, et donc de diminuer l'amplitude des impulsions électriques correspondant à la détection en pleine énergie du rayonnement γ . Par ailleurs, pour limiter les excitations thermiques, les détecteurs Germanium doivent être maintenus à basse température (~ 77 K) par ébullition d'azote liquide.

3. Une proportion non négligeable des positrons s'annihilent néanmoins en vol.

4. Utilisés dans ce mémoire.

II-1.2.b Les caractéristiques des détecteurs Germanium

★ **L'efficacité de détection** Chaque détecteur Germanium est caractérisé par son efficacité absolue ϵ_{abs} . L'efficacité absolue de détection, mesurée à l'aide d'une source calibrée, est le rapport du nombre de rayonnements détectés N_{det} au nombre de rayonnements γ émis $N_{émis}$ par la source, normalisée à la fraction Ω d'angle solide sous-tendu par le détecteur.

$$\epsilon_{abs} = \frac{N_{det}}{N_{émis}\Omega} \quad (II.6)$$

A cause de la diffusion Compton, une partie des rayonnements γ s'échappent du cristal et sont imparfaitement détectés. L'efficacité photopique $\epsilon_{photopic}$ définit la fraction des photons ayant déposés toute leur énergie dans le détecteur :

$$\epsilon_{photopic} = \frac{N_{photopic}}{N_{émis}\Omega} \quad (II.7)$$

avec $N_{photopic}$ qui est le nombre des rayonnements γ dont toute l'énergie a été déposée dans le détecteur.

Pour pouvoir comparer les détecteurs entre eux, nous avons défini également l'efficacité relative ϵ_r qui s'établit en prenant comme étalon un détecteur NaI, de diamètre 7.6 cm et de longueur 7.6 cm, placé à la même distance (25 cm) de la source que les détecteurs dont on veut déterminer l'efficacité photopique, ceci pour une même transition γ d'énergie 1.33 MeV (source ^{60}Co).

$$\epsilon_r = \frac{(\epsilon_{photopic}\Omega)}{(\epsilon_{photopic}\Omega)_{NaI}} \quad avec \quad (\epsilon_{photopic}\Omega)_{NaI} = 1.2 \times 10^{-3} \quad (II.8)$$

★ **Le rapport Pic sur Total** Le rapport Pic sur Total (Pic/Total) donne le rapport du nombre d'événements photopiques, au nombre total d'événements détectés :

$$Pic/Total = \frac{N_{photopic}}{N_{det}} \quad (II.9)$$

Dans un spectre de rayonnements γ ayant une valeur grande de Pic/Total on peut identifier plus facilement des transitions de faible intensité. L'utilisation de détecteurs de gros volumes permet d'améliorer l'efficacité de détection mais aussi le rapport Pic/Total car les rayonnements γ diffusés par effet Compton ont plus de chance d'être réabsorbés dans le cristal.

★ **La résolution en énergie** La résolution en énergie du détecteur détermine le pouvoir de séparer deux raies très proches en énergie. Dans un spectre, les pics se présentent sous forme d'une gaussienne dont la largeur à mi-hauteur $E_{1/2}$ est caractéristique de la résolution du détecteur. Dans la condition idéale où les rayonnements γ sont émis par une source ponctuelle qui est au repos, la largeur à mi-hauteur

$E_{1/2}$ peut s'écrire :

$$\Delta E_{1/2} = \sqrt{\Delta E_D^2 + \Delta E_X^2 + \Delta E_E^2} \quad (\text{II.10})$$

$$\begin{cases} \Delta E_D : & \text{largeur due aux fluctuations statistiques} \\ \Delta E_X : & \text{largeur due à la collection incomplète des porteurs de charges} \\ \Delta E_E : & \text{largeur due aux bruits électroniques} \end{cases}$$

La largeur due à la fluctuation statistique du nombre N de charges collectés est déterminée par :

$$\Delta E_D = 2.35\sqrt{kE_\gamma} = 2.35k\sqrt{N} \quad (\text{loi de Poisson}) \quad (\text{II.11})$$

avec k provenant de l'équation II.5. Dans le cas d'un semi-conducteur, il faut également tenir compte d'un facteur de réduction de la fluctuation statistique ; l'équation II.11 s'écrit alors :

$$\Delta E_D = 2.35\sqrt{kE_\gamma f} = 2.35k\sqrt{Nf} \quad (\text{II.12})$$

f est le facteur de Fano[Fano47], qui vaut environ 0.2 pour le Germanium[Moszi91]. La résolution intrinsèque (largeur à mi-hauteur d'un pic) d'un détecteur Germanium est de l'ordre de 2 keV à 2.5 keV pour une énergie de 1332 keV.

★ **La résolution en énergie sous faisceau** Dans certaines expériences de spectroscopie γ , les rayonnements γ sont émis par un noyau en mouvement. La figure II.3 schématise une expérience sous faisceau avec des ions venant du côté droit. Les rayonnements γ émis par les produits de réaction sont détectés par un détecteur Germanium qui se trouve à une direction θ_{Ge} par rapport à la direction du faisceau. L'angle d'ouverture du détecteur est $2\Delta\theta_{Ge}$ et l'angle entre la direction d'un rayonnement γ émis et la direction de l'émetteur est θ . La vitesse de recul est $V_{recul} = \beta c$, où c est la vitesse de la lumière dans le vide. Si le rayonnement γ est émis à une énergie initiale (dans le centre de masse) $E_{\gamma 0}$, l'énergie mesurée à l'angle θ vaut :

$$E_\gamma = E_{\gamma 0}(1 + \beta \cos\theta) \quad (\text{II.13})$$

Cet effet est le déplacement Doppler (approximation non relativiste). Pour reconstruire l'énergie vraie $E_{\gamma 0}$, il faut bien appliquer une correction ce qui demande de connaître la direction d'émission des rayonnements γ et la valeur de la vitesse du noyau de recul.

Lors d'une réaction nucléaire, notamment à cause du ralentissement dans la cible, la vitesse du noyau produit n'est pas constante ni en norme (dispersion $\Delta\beta$ par rapport à la valeur moyenne) ni en direction (dispersion angulaire $\Delta\theta_R$ par rapport à une

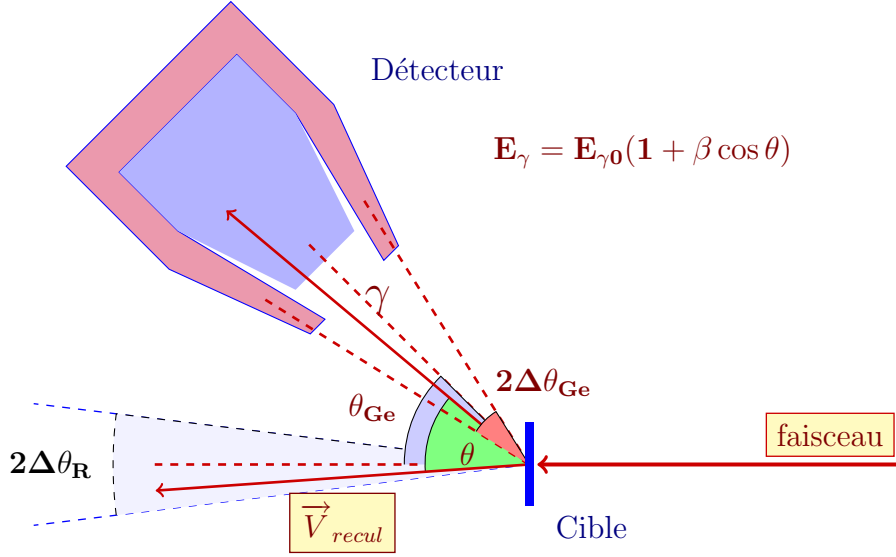


FIGURE II.3 – Les différents facteurs affectant la résolution sous faisceau.

moyenne donnée par la direction du faisceau incident). L'énergie du rayonnement incident est donc déterminée avec une incertitude ΔE_γ . Les principaux facteurs affectant la résolution en énergie pour une énergie donnée sont :

- La résolution intrinsèque du système de détection $\Delta E_{(int)}$ (cf. paragraphe précédent), qui dépend des caractéristiques du détecteur lui même et de la chaîne électronique utilisée pour traiter le signal.
- L'élargissement Doppler provenant de l'angle d'ouverture $\Delta\theta_{Ge}$ du détecteur :

$$\Delta E_{(\Delta\theta_{Ge})} = 2E_{\gamma 0}\beta \sin \Delta\theta_{Ge} \sin \theta_{Ge} \quad (\text{II.14})$$

- L'élargissement provenant de l'incertitude sur la vitesse des noyaux émetteurs $\Delta\beta$:

$$\Delta E_{(\Delta\beta)} = 2E_{\gamma 0}\Delta\beta \cos \theta_{Ge} \quad (\text{II.15})$$

- L'élargissement provenant de la dispersion angulaire de la direction de recul des noyaux émetteurs :

$$\Delta E_{(\Delta\theta_R)} = 2E_{\gamma 0}\beta \sin \Delta\theta_R \sin \theta_{Ge} \quad (\text{II.16})$$

L'incertitude totale ΔE_{totale} s'exprime comme la racine carrée de la somme quadratique de ces facteurs :

$$\Delta E_{totale} = \sqrt{\Delta E_{(int)}^2 + \Delta E_{(\Delta\theta_{Ge})}^2 + \Delta E_{(\Delta\beta)}^2 + \Delta E_{(\Delta\theta_R)}^2} \quad (\text{II.17})$$

Ainsi, pour obtenir la meilleure résolution possible, on peut :

- Améliorer la chaîne électronique en employant une électronique bas bruit pour réduire $\Delta E_{(int)}$.
- Réduire l'ouverture angulaire $\Delta E_{(\Delta\theta_{Ge})}$ des détecteurs qui induit un élargissement Doppler des raies γ .
- Mesurer événement par événement la vitesse du noyau émetteur pour réduire $\Delta E_{(\Delta\beta)}$ et $\Delta E_{(\Delta\theta_R)}$.

II-1.2.c La reconstruction des énergies des rayonnements γ

En pénétrant dans le volume d'un détecteur, un rayonnement γ incident peut être absorbé totalement et l'énergie qu'on détecte est l'énergie totale du rayonnement incident. Dans d'autres cas, le rayonnement γ , après des interactions dans le milieu du détecteur, diffuse vers l'extérieur et on ne détecte qu'une partie d'énergie du rayonnement γ incident. Cette énergie contribuera donc au fond dans le spectre (détérioration de l'efficacité photopic et du rapport Pic/Total). Pour améliorer le rapport Pic/Total, on entoure les cristaux de Germanium d'une enceinte de scintillateurs, un matériau ayant une forte densité et donc une probabilité d'interaction élevée. Ces enceintes sont très efficaces et fournissent donc un signal qui permet de marquer les événements pour lesquels le photon n'a pas déposé toute son énergie dans le cristal de Germanium et ainsi de les rejeter par anticoincidence (figure II.4).

A faible multiplicité de cascades de rayonnements γ , plus le volume du détecteur est grand, plus l'efficacité photopic et le rapport Pic/Total sont grands car les rayonnements γ diffusés ont plus de chance d'être réabsorbés dans le milieu du détecteur.

Lors d'une expérience de fusion-évaporation, le noyau de recul est souvent en mouvement et l'effet Doppler détériore alors la résolution en énergie. Comme l'élargissement Doppler dépend fortement de l'ouverture angulaire du détecteur, un détecteur de gros volume donnera une moins bonne résolution en énergie. Par ailleurs, à haute multiplicité, l'augmentation de volume du détecteur entraîne l'augmentation de la probabilité d'empilement⁵, donc détériore l'efficacité photopic et le rapport Pic/Total à cause de la création des "pics somme".

La segmentation du détecteur est une bonne solution pour lutter contre ces effets. Cette méthode permet de diminuer l'élargissement Doppler car on peut déterminer, avec une meilleure précision, la direction d'émission des rayonnements γ . Il y a deux types de segmentations (section II-1.5) :

- La segmentation physique. Plusieurs cristaux sont regroupés dans un même cryostat et entourés d'une enceinte anti-Compton commune.
- La segmentation électrique. La surface extérieure d'un cristal est formée d'une mosaïque d'électrodes qui, avec l'électrode centrale unique, segmente ainsi vir-

5. Deux ou plusieurs rayonnements γ arrivent dans le même détecteur.

tuellement le volume total (les électrons sont collectés au centre et les trous à la surface).

La figure II.4 représente la diffusion de rayonnements γ dans un détecteur Germanium. Si l'enceinte anti-Compton n'a pas déclenché, on a deux possibilités pour la diffusion des rayonnements γ dans le détecteur : soit le rayonnement est absorbé totalement par un seul cristal de Germanium, soit il diffuse entre les cristaux de Germanium. Dans le premier cas, le signal provenant d'un seul cristal est suffisant pour avoir l'énergie du rayonnement incident. Par contre, dans le deuxième cas, il faut sommer les énergies déposées dans les deux cristaux de Germanium pour reconstruire l'énergie du rayonnement incident, c'est la notion d'"Addback".

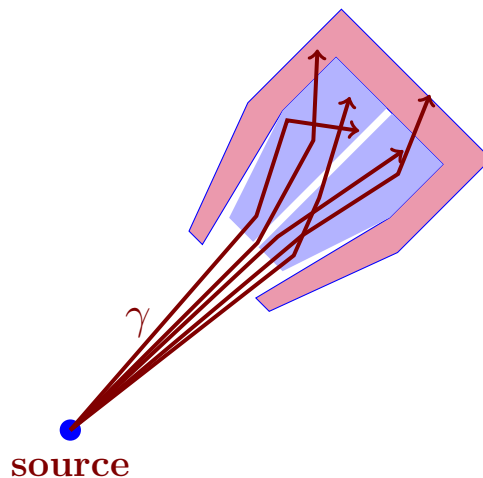


FIGURE II.4 – Diffusion de rayonnements γ dans un détecteur composé de deux cristaux (segmentation physique) entourés d'une enceinte anti-Compton commune.

Il y a souvent une compétition entre l'augmentation de l'efficacité et du rapport Pic/Total par la sommation des énergies déposées dans les cristaux de Germanium et la détérioration de ces grandeurs par l'effet d'empilement. Il faut donc trouver un algorithme d'"Addback" efficace, qui permet de bien reconstruire l'énergie des rayonnements γ en maintenant une bonne valeur de l'efficacité photopic et du rapport Pic/Total tout en diminuant d'effet d'empilement. L'algorithme d'"Addback" se fait au niveau des cristaux (EUROBALL) et au niveau des segments (EXOGAM). Un exemple d'"Addback" pour le multi-détecteur EUROBALL est présenté dans la section II-2.3.a.

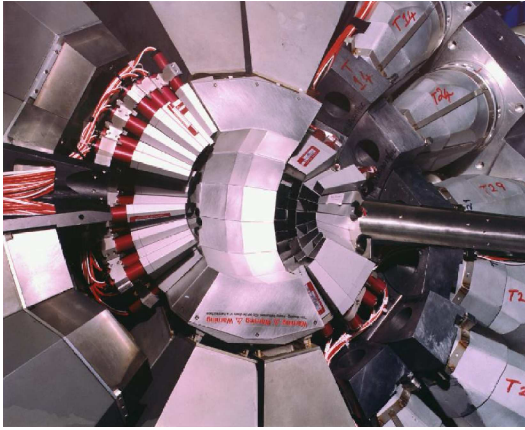
Pour la nouvelle génération de multi-détecteurs tel AGATA (section II.2), chaque cristal est segmenté électriquement sur la face externe en 36 segments (6 tranches et 6 secteurs). Le contact central donne l'énergie totale déposée dans le cristal, les 36 segments étant sensibles à de plus petits volumes. Les 37 signaux sont digitalisés pour être traités par un algorithme (PSA : "Pulse Shape Analysis") [Cresp07, Olari06]

qui doit donner les positions des points d'interactions (avec une précision voisine ou inférieure à 5 mm) et l'énergie qui y est déposée.

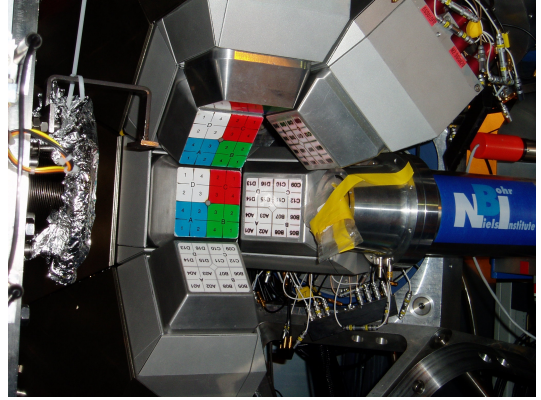
II-1.3 Les multi-détecteurs de rayonnements γ

II-1.3.a La configuration du multi-détecteur

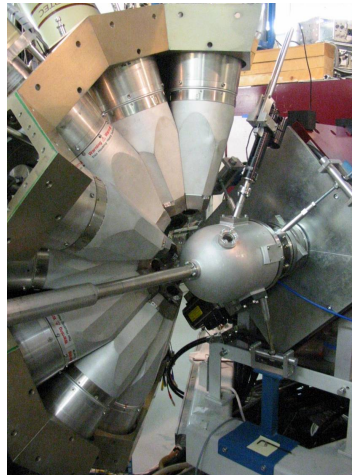
Les multi-détecteurs, constitués de plusieurs unités, permettent d'augmenter l'efficacité de détection, surtout pour les événements de haute multiplicité comme les cascades de transitions dans une bande superdéformée. Ils permettent également de construire des événements de grand ordre de coïncidence, de mesurer des distributions angulaires ou des corrélations angulaires durant la même mesure.



(a) EUROBALL.



(b) EXOGAM.



(c) JUROGAM.

FIGURE II.5 – Vue partielle de quelques multi-détecteurs.

Les multi-détecteurs sont construits de façon que la valeur de l'ouverture angulaire soit maximal et que l'effet d'empilement et l'élargissement Doppler soient minimisés.

La configuration du multi-détecteur dépend des conditions de l'expérience c'est à dire de la multiplicité des événements, de l'influence de l'effet Doppler sur la détection et du faisceau utilisé.

La figure II.5 représente la vue partielle de différents multi-détecteurs, constitués de détecteurs composites. Chaque détecteur composite comporte un (pour JUROGAM) ou un groupe (pour EUROBALL et EXOGAM) des cristaux de Germanium entourés par une enceinte anti-Compton. EUROBALL est constitué de trois types de détecteurs Germanium : les détecteurs tronconiques, les “Clovers” placés à 90° par rapport à la direction du faisceau et les détecteurs “Clusters” placés au voisinage de 180° . Une boule interne composée de scintillateurs (BGO) couvre l'angle solide non couvert par le Germanium. Le multi-détecteur EXOGAM est constitué de “Clovers” segmentés électriquement en 4. Le multi-détecteur JUROGAM est constitué de détecteurs tronconiques. Une description plus détaillée de ce dernier est donnée dans la section II-1.5.

II-1.3.b Caractéristiques des multi-détecteurs Germanium

★ **La probabilité d'anti-empilement** Lorsqu'on détecte un événement de M transitions en coïncidence, la probabilité d'empilement (plusieurs rayonnements γ pénètrent simultanément dans un même détecteur) est proportionnelle à l'angle solide Ω sous-tendu par le détecteur. L'effet d'empilement contribue à augmenter le bruit de fond en créant des événements correspondant à la sommation de plusieurs énergies individuelles et diminue le nombre de coups dans les pics de pleine énergie. Supposons que toutes les transitions dans la cascade de M transitions aient la même énergie, et que l'efficacité de détection ϵ_{abs} soit constante. La probabilité d'anti-empilement P_γ de ne détecter qu'un seul rayonnement γ parmi une cascade de multiplicité M par un détecteur vaut :

$$P_\gamma = (1 - \epsilon_{abs}\Omega)^{M-1} \quad (\text{II.18})$$

Cette probabilité est plus faible pour un événement de haute multiplicité que pour un événement de faible multiplicité. La détérioration du rapport Pic/Total à cause de l'effet d'empilement est donnée par la formule :

$$(P/T)_{M>1} = P_\gamma (P/T)_{M=1} \quad (\text{II.19})$$

avec $(P/T)_{M=1}$ qui est le rapport Pic/Total pour une multiplicité M=1. Lors d'une expérience de fusion-évaporation, les neutrons évaporés peuvent créer des empilements avec un rayonnement γ entraînant aussi une détérioration du rapport Pic/Total. Si le temps de vol entre neutrons et rayonnement γ est suffisamment distinct, on peut néanmoins réduire cet effet.

★ **L'efficacité totale** L'efficacité de détection photopie totale d'un multi-détecteur E_T , constitué de N détecteurs identiques s'écrit :

$$E_T = N \cdot \Omega \cdot \epsilon_{photopic} \cdot P_\gamma \quad (\text{II.20})$$

$$\text{avec} \quad \left\{ \begin{array}{l} N : \text{ nombre de détecteurs} \\ \Omega : \text{ angle solide individuel des détecteurs} \\ \epsilon_{photopic} : \text{ efficacité photopie intrinsèque d'un détecteur (équation II.7)} \\ P_\gamma : \text{ probabilité d'anti-empilement (équation II.18)} \end{array} \right.$$

★ **La détection des événements de haute multiplicité** Supposons que l'on ait un multi-détecteur constitué de N compteurs identiques ayant la même efficacité photopie intrinsèque $\epsilon_{photopic}$ et la même efficacité absolue ϵ_{abs} indépendant de l'énergie du rayonnement γ . La probabilité de détecter au moins un rayonnement γ de pleine énergie parmi une cascade de M rayonnements γ par le multi-détecteur s'écrit :

$$\begin{aligned} P_N^1(M) &= C_M^1 \times N \Omega \epsilon_{photopic} (1 - \epsilon_{abs} \Omega)^{M-1} \\ &= C_M^1 \times N \Omega \epsilon_{photopic} P_\gamma \end{aligned} \quad (\text{II.21})$$

La probabilité d'en détecter au moins deux parmi M dans deux compteurs différents s'écrit :

$$\begin{aligned} P_N^2(M) &= C_M^2 \times (N \Omega \epsilon_{photopic} (1 - \epsilon_{abs} \Omega)^{M-1}) (N-1) \Omega \epsilon_{photopic} (1 - \epsilon_{abs} \Omega)^{M-2} \\ &= C_M^2 \times (N \Omega \epsilon_{photopic} P_\gamma) (N-1) \Omega \epsilon_{photopic} P_\gamma \end{aligned} \quad (\text{II.22})$$

Pour M assez grand, on peut faire l'approximation :

$$(1 - \epsilon_{abs} \Omega)^{M-2} \approx (1 - \epsilon_{abs} \Omega)^{M-1} \approx P_\gamma \quad (\text{II.23})$$

Et la probabilité de détecter par N compteurs identiques, un événement de coïncidence d'ordre f d'une cascade de multiplicité M , notée $P_N^f(M)$, s'écrit [Hass91] :

$$P_N^f(M) = C_M^f (\Omega \epsilon_{photopic})^f [N(N-1) \dots (N-f+1)] P_\gamma^f [1 - (N-f) \Omega \epsilon_{photopic}]^{M-f} \quad (\text{II.24})$$

C_M^f est le nombre de combinaisons de f transitions parmi M . L'étude de la super-déformation nécessite de former un noyau résiduel à haut moment angulaire et, plus la valeur du spin est élevée, plus la multiplicité M est importante. On peut déduire du nombre de compteurs touchés en d'autres termes de la probabilité de détection $P_N^f(M)$, un taux de coïncidences γ^n , qu'on écrit sous la forme :

$$\gamma^n = \sum_{f=n}^M C_f^n P_N^f(M) \quad (\text{II.25})$$

★ **Le pouvoir de résolution** Le pouvoir de résolution mesure la capacité d'un multi-détecteur à isoler une transition ou une série de transitions dans un spectre complexe qui peut contenir un très grand nombre de structures. Pour une bande rotationnelle superdéformée, on peut définir le pouvoir de résolution R d'un multi-détecteur par :

$$R = \frac{SE_\gamma}{\Delta E_\gamma} \cdot (P/T) \quad (\text{II.26})$$

- (P/T) : rapport Pic/Total (éventuellement avec anti-Compton).
- SE_γ : espacement moyen en énergie entre deux transitions γ de la bande.
- ΔE_γ : résolution pour un pic d'énergie E_γ mesuré sous faisceau.

Le pouvoir de résolution permet de définir la qualité des données, en particulier le rapport Pic/Total. En passant des coïncidences d'ordre f à des coïncidences d'ordre $f+k$, le gain en sélectivité est de R^k , ce qui signifie que le rapport signal sur bruit va être amélioré d'un facteur R^k . Expérimentalement, deux effets ont tendance à détériorer le rapport Pic/Total qui diffère du rapport Pic/Total intrinsèque $(P/T)_i$:

- Un neutron, émis lors d'une réaction de fusion-évaporation, interagit dans le détecteur avec un rayonnement γ (facteur de réduction i_n)
- Effet d'empilement (facteur de réduction P_γ)

En tenant compte de ces deux contributions, on peut définir le rapport Pic/Total effectif $(P/T)_{eff}$ de la façon suivante :

$$(P/T)_{eff} = (P/T)_i \times P_\gamma \times i_n \quad (\text{II.27})$$

Augmenter les performances des multi-détecteurs revient à augmenter ces deux principales caractéristiques que sont l'efficacité photopie totale E_T et le pouvoir de résolution R .

II-1.3.c Caractérisation d'un multi-détecteur γ

Les paramètres fondamentaux permettant d'évaluer la performance du multi-détecteur sont :

- L'efficacité photopie totale, c'est-à-dire le pouvoir de détecter des rayonnements γ de pleine énergie.
- La résolution en énergie (ΔE_γ) affectée par l'effet Doppler.
- Le rapport Pic/Total. Plus ce rapport est grand, plus on peut distinguer des transitions de faibles intensités dans les spectres.

Les formules (présentées dans les sections précédentes) caractérisant un multi-détecteur γ ne sont valables que pour le cas idéal où le multi-détecteur est constitué

de compteurs identiques et ayant des efficacités de détection qui ne dépendent pas de l'énergie du rayonnement γ détecté. Bien sûr, les multi-détecteurs réels ne satisfont pas ces deux hypothèses et les formules présentées ne sont qu'une approximation. Ceci conduit à la nécessité de faire des simulations plus réalistes du multi-détecteur et des événements générés pour obtenir des valeurs plus réalistes.

II-1.4 Acquisition : quelques généralités

II-1.4.a Vue globale

Le système d'acquisition comprend en général deux structures séparées spatialement, l'une contient des cartes d'acquisition électronique (au plus près du détecteur), l'autre est le système de contrôle et d'enregistrement des données situé dans la salle d'acquisition. La figure II.6 donne une vue générale du flot des données auprès des multi-détecteurs γ . Les signaux issus des détecteurs sont pré-amplifiés avant d'être traités par les cartes électroniques qui y sont associées. Les données numérisées, si l'événement est gardé, sont envoyées à l'"Event Builder" qui collecte les données issues de tous les modules composant le multi-détecteur.

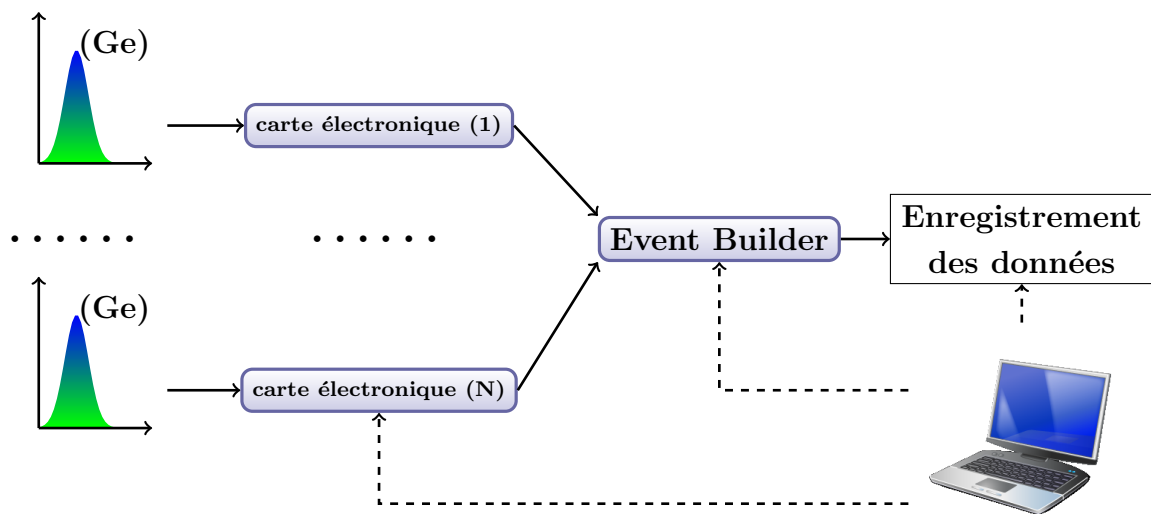


FIGURE II.6 – Vue globale du flot de données.

L'"Event Builder" contient trois parties :

- Une section pour recevoir des données, événement par événement à haut taux de comptage sans temps mort.
- Une section de transformation dont la tâche est de réorganiser les événements suivant des conditions données par l'expérimentateur.
- Une section de sortie qui transmet des événements construits vers la station de contrôle et les supports magnétiques.

On peut visualiser, sur les stations de contrôle, tous les signaux analogiques ou logiques et ajuster les paramètres des cartes électroniques.

II-1.4.b Electronique : analogique et numérique

Il existe deux types d'électronique : analogique et numérique (figure II.7). Les cristaux de Germanium donnent des signaux analogiques dont l'amplitude dépend de l'énergie déposée dans le cristal. Pour les deux types d'électronique, les signaux provenant des cartes électroniques sont traités et transformés en données numériques.

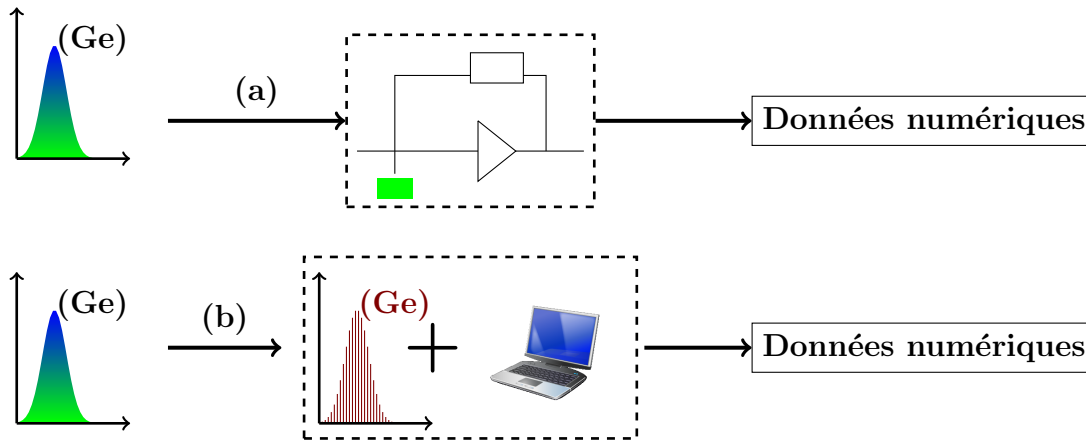


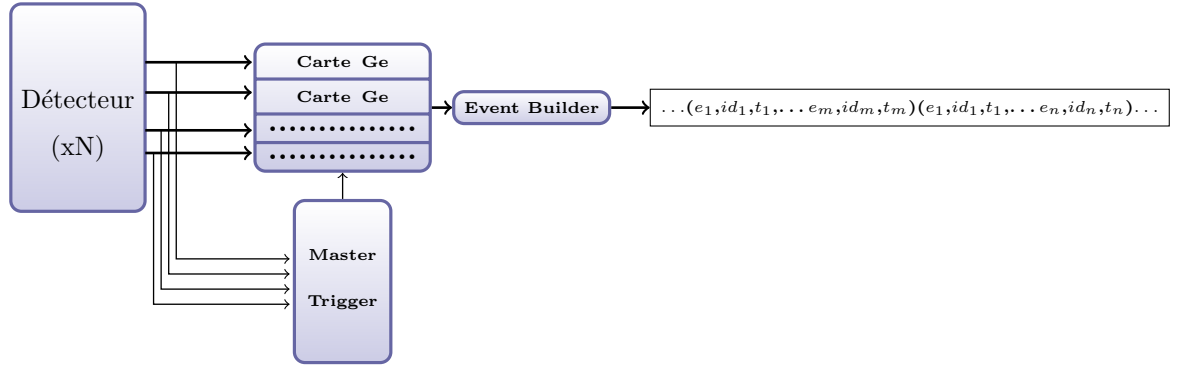
FIGURE II.7 – La procédure de traitement des signaux par électronique analogique (a) et électronique numérique (b).

Pour l'électronique analogique, les signaux sont traités directement et transformés en données numériques. Au cours de l'expérience, les valeurs des composantes de la carte électronique sont réglées à partir de la salle de contrôle. Dans le cas de l'électronique numérique, les cartes électroniques fonctionnent avec une CPU qui applique un algorithme de traitement sur les données qui sont aux préalables digitalisées. Le traitement des signaux est contrôlé en réglant des paramètres de l'algorithme.

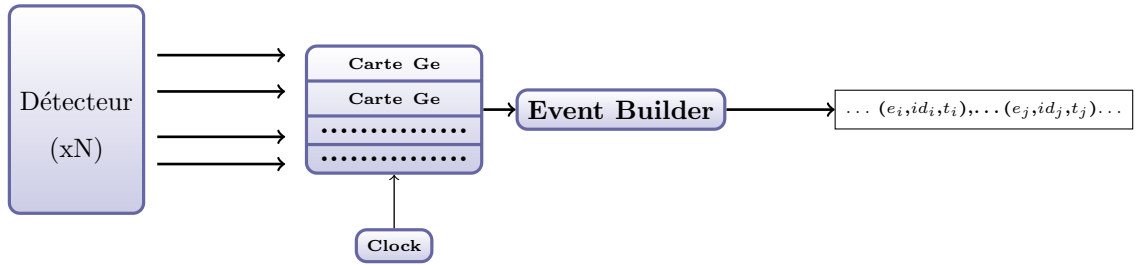
II-1.4.c “Trigger”/“Triggerless”

La fonction du “Trigger”, dans un système d'acquisition, est de décider d'enregistrer ou de rejeter, un événement suivant des conditions choisies par l'expérimentateur. Chaque carte Germanium (et BGO) contient un “Local Trigger” qui, lorsqu'un détecteur est touché, va envoyer un signal rapide au “Master Trigger”. Si plusieurs compteurs sont touchés, le “Master Trigger” va vérifier si les événements correspondent à la condition fixée par l'expérimentateur. Si ces conditions sont satisfaites, le “Master Trigger” va envoyer aux différents “Local Trigger” participant aux événements, un signal autorisant le codage des données (figure II.8(a)). Les événements sont codés puis envoyés

vers l’“Event Builder”. On appelle le temps mort de l’ensemble du système d’acquisition le temps de codage des données, temps pendant lequel le système électronique d’acquisition ne traite pas de nouveaux signaux, les rayonnements γ ne sont pas détectés. A la sortie du système d’acquisition, on a des données contenues dans des blocs d’événements, donc chacun est un ensemble de coïncidences. Dans les blocs, on a, en outre, les énergies et les compteurs touchés. Le temps associé à chaque détecteur dans un bloc de données correspondant à la différence entre le temps absolu de l’événement et le temps de référence T_0 donné par le “Master Trigger” pour le bloc de données correspondant.



(a) Acquisition avec “Trigger”



(b) Acquisition sans “Trigger”

FIGURE II.8 – Le système d’acquisition avec “Trigger” et sans “Trigger”.

La figure II.8(b) illustre la procédure de traitement des signaux dans le système d’acquisition sans “Trigger”. Les signaux des cartes électroniques sont synchronisés par une horloge globale (“Clock”). L’“Event Builder” va éventuellement ordonner les données suivant les temps croissants, les traiter (réjection anti-Compton), voire ajouter un filtre sur le nombre de coïncidences acceptées. Ce fait est important parce que dans certaines expériences, nous ne nous intéressons pas aux “single” mais aux événements de haute multiplicité. A la sortie du système d’acquisition on possède les informations suivantes pour chaque événement : l’énergie, le compteur touché et le temps absolu. Il est donné par l’horloge globale (“Clock”). Les événements sont éventuellement rangés temporellement par l’“Event Builder”. Ces données sont enregistrées sur les supports magnétiques et analysés par des programmes d’analyse qui permettent de reconstruire

des événements en coïncidence.

II-1.4.d Acquisition AGATA

La figure II.9 présente une vue simplifiée du système d'acquisition d'AGATA basé sur une électronique numérique. Pour chaque cristal, on a 37 signaux correspondant aux 36 segments et au contact central, le signal provenant du contact central correspondant à l'énergie totale déposée dans le cristal. Les signaux de tous les cristaux sont numérisés. L'analyse en forme de 37 signaux digitaux est réalisée par le PSA ("Pulse Shape Analysis") [Cresp07, Olari06] qui permet de déterminer la position des points d'interaction. L'acquisition complète d'AGATA peut fonctionner dans les modes avec ou sans "Trigger".

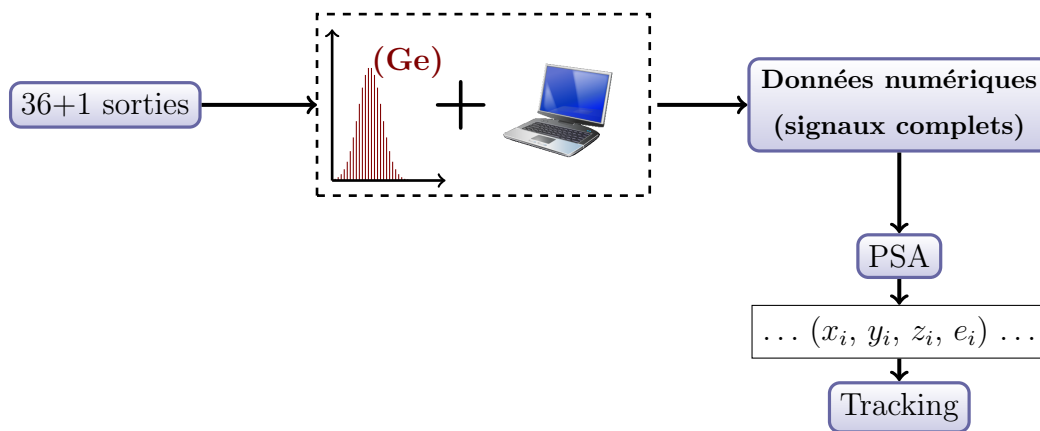
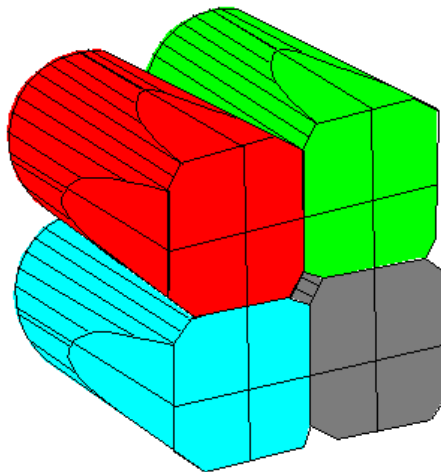


FIGURE II.9 – Traitement des signaux d'un cristal de Germanium d'AGATA.

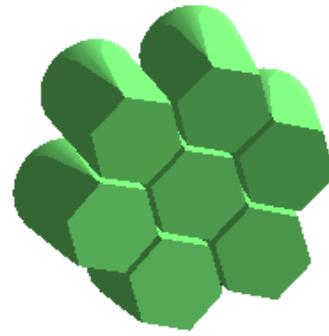
II-1.5 Quelques multi-détecteurs

Dans cette section, nous allons présenter les caractéristiques des principaux multi-détecteurs abordés dans ce mémoire en insistant sur leur différences : le concept de base, la configuration globale, l'électronique associée et la méthode de traitement des données.

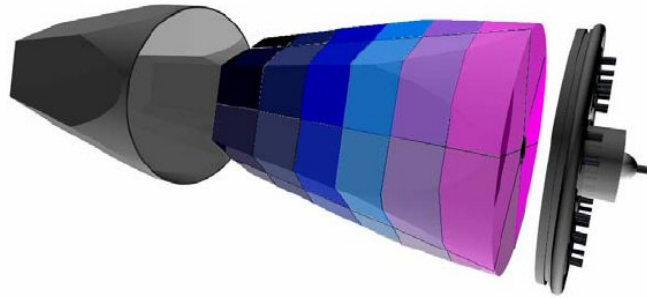
Un multi-détecteur peut être construit à partir de détecteurs composites dont chacun est constitué d'un groupe de cristaux de Germanium placés dans le même cryostat et partageant un même système de réjection Compton. Les cristaux de Germanium peuvent être segmentés électriquement ou non. La figure II.10 présente quelques détecteurs composites existant : les 4 cristaux d'un détecteur "Clover" (type EXO-GAM) sont segmentés électriquement en 4 sous éléments (figure II.10(a)), un groupe des 7 cristaux de Germanium d'un détecteur "Cluster" (figure II.10(b)) et un cristal de Germanium du multi-détecteur AGATA [Simps05, Bazza04] segmenté électriquement en 36 sous-éléments (figure II.10(c)).



(a) “Clover” d’EXOGAM : 4 cristaux segmentés électriquement.



(b) “Cluster” d’EUROBALL III : 7 cristaux non segmentés.



(c) Un cristal segmenté électriquement en 36 segments du multi-détecteur AGATA.

FIGURE II.10 – Quelques types de détecteurs composites.

II-1.5.a EUROBALL

Le multi-détecteur EUROBALL[[Simps97](#)] a fonctionné à Legnaro, Italie (1997-1998) et à l’Institut de Recherches Subatomiques, Strasbourg, France (1999-2003) principalement pour l’étude des déformations extrêmes. Le nom officiel d’EUROBALL était EUROBALL III à Legnaro et EUROBALL IV à Strasbourg. Le multi-détecteur EUROBALL III (détaillé dans la section [II.2](#)) est constitué de trois types de détecteurs Germanium de haute pureté dont chacun est entouré par un système de réjection anti-Compton BGO :

- 30 cristaux de Germanium de gros volume (les “tronconiques”).
- 26 détecteurs “Clovers” [[Duchê99](#)], chaque “Clover” constitué de 4 cristaux placés dans le même cryostat.
- 15 détecteurs “Clusters”, chacun est un groupe de 7 cristaux de Germanium situé

dans le même cryostat[Ebert08].

Au total, le multi-détecteur EUROBALL est donc constitué de 239 cristaux de Germanium et a une efficacité absolue estimée à 9.4% pour une énergie de 1.33 MeV pour $M_\gamma = 1$. L'électronique d'acquisition d'EUROBALL est analogique, repose sur le standard VXI ("VME eXtension for Instrumentation") et fonctionne dans le mode "Trigger".

II-1.5.b JUROGAM

Le multi-détecteur JUROGAM[Jurogam] a été construit après le projet EUROBALL principalement pour la spectroscopie des noyaux très lourds. La géométrie complète de JUROGAM est constituée de 45 détecteurs "tronconiques" avec des enceintes anti-Compton BGO. Cette configuration de JUROGAM donne une efficacité photopic de 4.4% (soit 4.2% pour 43 détecteurs) pour l'énergie de 1.3 MeV de la source ^{60}Co .

Actuellement, dans les expériences avec le multi-détecteur JUROGAM, le système d'acquisition TDR ("Total Data Readout")[Colem05, Lazar01] est utilisé et fonctionne dans le mode sans "Trigger". L'électronique associée aux détecteurs est analogique (standard VXI).

Un nouveau système électronique digital a été développé par la collaboration IReS - Daresbury - Liverpool pour repousser la limitation du flux des données. Ce système d'acquisition est compatible avec TDR et permet d'augmenter le taux de comptage à 30 kHz par cristal (comparé à 15 kHz avec l'électronique VXI). Au printemps 2007, JUROGAM a été complété avec le fonctionnement de cartes TNT2[Riche07, Arnol06]. Dans le chapitre III, on présentera en détail l'expérience TetraNuc qui a été réalisée en 2007 avec le multi-détecteur JUROGAM : c'est la première expérience où les deux cartes électroniques d'acquisition VXI et TNT2 ont été utilisées simultanément.

II-1.5.c AGATA

AGATA ("Advanced GAMMA Tracking Array")[Simps05, Bazza04] est un spectromètre de nouvelle génération construit pour la détection des rayonnements γ de faible et haute multiplicité pour des études spécifiques (en isospin, en moment angulaire, en énergie d'excitation) où l'on s'attend à observer des phénomènes extrêmement rares ($I_\gamma \sim 10^{-7}$). Il aura un pouvoir de résolution de 2 à 3 ordres de grandeur supérieur à celui des spectromètres actuels (EUROBALL, JUROGAM ...ect.).

Pour les spectromètres actuels, les unités de détection forment un ensemble permettant une couverture angulaire voisine de 4π (en tenant compte les enceintes anti-Compton BGO) et sont construites sur le même principe : un cryostat contient un ou plusieurs cristaux de Germanium, entouré par un système de réjection anti-Compton

composée d'un scintillateur inorganique de grande densité. L'utilisation de l'enceinte anti-Compton limite la couverture angulaire par le Germanium à moins de 2π stéradian (c'est le cas d'EUROBALL III). Pour le multi-détecteur AGATA, l'enceinte anti-Compton est remplacée par le Germanium, la couverture angulaire du Germanium est donc beaucoup plus grande ($\sim 4\pi$ stéradian). Chaque cristal de Germanium d'AGATA est segmentés électriquement en 36 segments (figure II.10(c)) et les points d'interaction ainsi que l'énergie déposée par le rayonnement γ dans le segment sont déterminés grâce à l'analyse de la forme des signaux des 36 segments du cristal (PSA) (voir la figure II.9). L'électronique d'acquisition est entièrement numérique et AGATA peut fonctionner dans les deux modes avec ou sans "Trigger".

Multi-détecteur	Segmentation	Enceinte anti-Compton	Electronique d'acquisition	Trigger	Algorithme de reconstruction
EUROBALL III	physique	Oui	analogique	Oui	"Addback"
EXOGAM	physique + électrique	Oui	analogique	Oui	"Addback"
JUROGAM	Non	Oui	analogique +numérique	Non	Non
AGATA	électrique	Non	numérique	"Trigger" + "Triggerless"	"Tracking" γ

TABLEAU II.1 – Comparaison des principaux multi-détecteurs.

Le tableau II.1 donne un résumé comparatif de quelques types de multi-détecteur. La comparaison porte sur la segmentation des cristaux de Germanium, le système d'acquisition, l'électronique et l'algorithme utilisé pour traiter les données.

II.2 Simulation Monté Carlo : EUROBALL III et AGATA

II-2.1 Les motivations de la simulation

La simulation a été faite pour étudier la détection des rayonnements γ par les deux types de multi-détecteur EUROBALL III (par la suite on écrira simplement EUROBALL) et AGATA démonstrateur, et évaluer la performance de différentes algorithmes de reconstruction des énergies pour EUROBALL (algorithme d'"addback") et AGATA démonstrateur (l'algorithme de "tracking" des rayonnements γ). Par simulation, on peut étudier l'influence des différents paramètres affectant la détection, déterminer les

grandeurs caractéristiques des multi-détecteurs comme l'efficacité photopic, le rapport Pic/Total, le pouvoir de résolution avec différentes sources de rayonnements γ .

Dans un premier temps, les simulations ont été effectuées en utilisant des générateurs simples. Ces études permettent de caractériser deux configurations d'AGATA (démonstrateur) l'une où les cristaux sont placés à 140 mm de la cible, l'autre où ils sont à la distance nominale 235 mm. Une comparaison des performances d'EUROBALL et d'AGATA (démonstrateur à 140 mm) sera présentée.

Dans un deuxième temps, nous avons effectué des simulations sur les deux multi-détecteurs en utilisant des événements plus réalistes à savoir la recherche de bandes superdéformées dans le noyau ^{152}Dy . Cette étude nous a permis de proposer une expérience "test" pour AGATA démonstrateur.

II-2.2 Les outils informatiques

★ **ROOT** Le projet ROOT a commencé dans le contexte de l'expérience NA49 [Brun97]. ROOT est un environnement orienté objet pour l'analyse de données à grande échelle développé par le CERN. Il est écrit dans le langage C++ et contient un grand nombre d'objets couramment utilisés pour l'analyse : histogramme (1D, 2D, 3D), graphique et visualisation... etc, et de nombreuses facilités existent pour manipuler, stocker ces objets. ROOT a de nombreuses fonctionnalités permettant de générer et stocker des événements, de simuler des détecteurs, d'analyser des données.

★ **Le code AGATA** Le code de simulation AGATA [Agacode] développé par Enrico Farnea est basé sur le code GEANT4 [Cosmo04]. Ce code permet de simuler la géométrie du multi-détecteur AGATA (démonstrateur), d'autres multi-détecteurs γ (GASP, EXOGAM) et les principaux multi-détecteurs additionnels généralement utilisés pour la détection des autres produits de réaction (Neutron wall, DIAMANT, etc...). Il permet de générer des cascades simples de M_n neutrons accompagnés par M_α particule α , M_p protons, M_{e^-} électrons, M_{e^+} positrons et M_γ rayonnements γ . Dans le centre de masse, les spectres possibles pour chaque type de particule sont :

- Monochromatiques.
- Des cascades dont l'espacement des énergies est constant.
- Des énergies discrètes (données par un fichier).
- Des distributions continues en énergie.
- Des spectres statistiques.
- Des énergies discrètes de différentes intensités (données par un fichier).

Les énergies des particules émises sont transformées dans le référentiel du laboratoire suivant le mouvement de la source. Le code AGATA permet d'entrer dans la

simulation des événements complets donnés par un fichier externe, c'est le cas de la simulation avec des événements réalistes présentée dans la section II-2.4.

Pour les besoins de l'étude, nous avons implémenté la géométrie complète d'EUROBALL dans le code AGATA.

★ **GammaWare** Le paquet GammaWare[[Gamware](#)] est développé dans notre groupe pour l'analyse des données auprès du multi-détecteur AGATA (réelles ou simulées). Plusieurs objets de GammaWare sont incorporés dans ROOT, ils peuvent être donc enregistrés en fichier ROOT et visualisés en utilisant ROOT GUI. En utilisant ce paquet, on peut lire des schémas de niveaux créés par Radware et ENSDF[[radware](#)], générer des cascades des rayonnements γ suivant ces schémas en tenant compte de l'intensité relative des transitions. Les événements générés sont enregistrés dans des fichiers qui peuvent être utilisés comme les fichiers d'entrée pour le code AGATA. En utilisant cet environnement, on peut analyser les données issues de la simulation, reconstruire les événements, construire des spectres en énergie, les transformer en différents formats. Il permet de plus, d'analyser interactivement les matrices de corrélation $\gamma - \gamma$ (voir section II-2.4.e).

II-2.3 Caractérisation des multi-détecteurs

La simulation est basée sur le code AGATA avec des possibilités de simuler un multi-détecteur constitué des cristaux coaxiaux de Germanium. Le code de simulation permet de générer, dans le centre de masse, des sources des rayonnements γ comme : des rayonnements γ mono-énergétiques, des cascades de rayonnements γ typiques d'une bande rotationnelle, des distributions continues de rayonnements γ en fonction de l'énergie. Dans la simulation, la source est bien définie avec les caractéristiques comme la vitesse, l'angle de recul, la position. En sortie de simulations, on a un fichier donnant une liste des points d'interactions avec leur position (x_i, y_i, z_i) et leur énergie (e_i) . Ces données simulées correspondent à la situation idéale où tous les points d'interaction sont déterminés avec une précision parfaite.

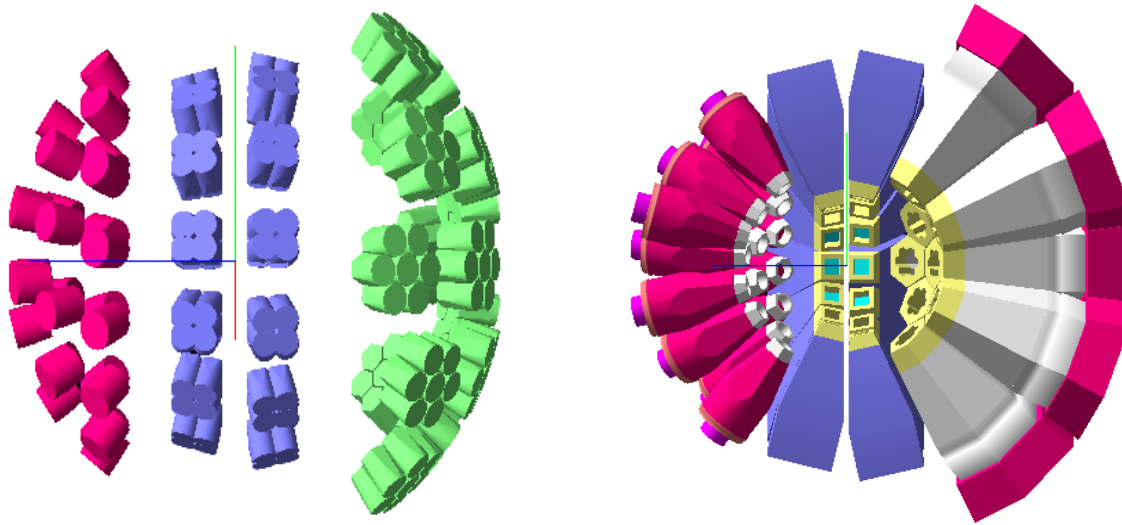
Pour simplifier la simulation, les sources isotropes émettant des rayonnements γ sont au repos ($\beta = 0$) ou en mouvement rectiligne à une vitesse constante dans la direction du faisceau ($\Delta\theta_R = 0$, $\Delta\beta = 0$ voir section II-1.2.b). Les points d'interaction à une distance de moins de 5 mm⁶ sont regroupés et considérés comme un seul point. La résolution intrinsèque (erreur sur la détermination de l'énergie de chaque point d'interaction) choisie pour les deux multi-détecteurs est une fonction linéaire de l'énergie qui vaut 1 keV et 2.5 keV pour respectivement une énergie de 100 keV et 1.3 MeV.

6. L'erreur de la détermination de position des points d'interaction par PSA.

II-2.3.a Le multi-détecteur EUROBALL

★ **Géométrie** La figure II.11 représente la géométrie du multi-détecteur EUROBALL construite et utilisée dans nos simulations, les 239 cristaux de Germanium sans les enceintes anti-Compton (figure II.11(a)) et la vue 2π de la géométrie complète (figure II.11(b)) avec les enceintes anti-Compton (et les collimateurs).

Les 30 “Phase I” sont des détecteurs Germanium de gros volume situés à une distance de 37.5 cm de la cible, à l’avant par rapport à la direction du faisceau. Chaque cristal mesure 7.8 cm de long et 6.9 cm de diamètre et est entouré d’un scintillateur BGO pour la réjection Compton.



(a) Les cristaux de Germanium d'EUROBALL

(b) Vue 2π de la géométrie complète du multi-détecteur EUROBALL

FIGURE II.11 – La géométrie du détecteur EUROBALL construite par simulation, le faisceau passe de droite à gauche.

Les 26 détecteurs de type “Clovers” sont placés à une distance de 26.9 cm de la cible en deux couronnes dans des directions proches de 90° par rapport la direction du faisceau pour diminuer l’élargissement Doppler. Chaque “Clover” est constitué de 4 cristaux de Germanium placés dans un même cryostat et entourés par un même système de réjection Compton (16 scintillateurs BGO). Chaque cristal mesure 7 cm de long, 5 cm de diamètre. Dans l’analyse, pour la reconstruction d’énergie, les énergies déposées dans les cristaux sont sommées pour augmenter l’efficacité photopic, l’algorithme d’“addback” [Duchê99] entre les cristaux a été utilisé.

Chacun des 15 détecteurs “Clusters” est constitué de 7 cristaux de Germanium de diamètre 7 cm et de longueur 7.8 cm. Les 7 cristaux sont regroupés dans un même cryostat et entourés par 18 scintillateurs BGO. Les “Clusters” sont placés à une distance de 44.5 cm de la cible dans des directions à l’arrière par rapport à la direction du

faisceau.

Pour les besoins de l'étude, j'ai développé et intégré au code AGATA la géométrie complète d'EUROBALL.

★ **Reconstruction des énergies** Pour le multi-détecteur EUROBALL, on a donc 239 voies électriques indépendantes correspondant aux 239 cristaux de Germanium. Pour l'analyse, les signaux de chaque détecteur seront traités ou non suivant les signaux obtenus dans les scintillateurs BGO associés.

Nombre des cristaux touchés	Probabilité (%)	
	"Clover"	"Cluster"
1	74.5	79.8
2	22.4	18.3
≥ 3	< 3.3	< 2.8

TABLEAU II.2 – La probabilité du nombre de cristaux touchés dans un "Clover" et dans un "Cluster" d'EUROBALL calculée par simulation.

Dans les fichiers issus de la simulation du code AGATA, on a des informations sur le cristal touché, l'énergie déposée dans chaque cristal. Pour les détecteur "tronconiques", l'énergie des rayonnements γ déposée est considérée comme l'énergie du rayonnement γ incident. Pour les "Clovers" et "Clusters", la reconstruction de l'énergie du rayonnement γ incident est basée sur la sommation des énergies déposées dans les cristaux Germanium.

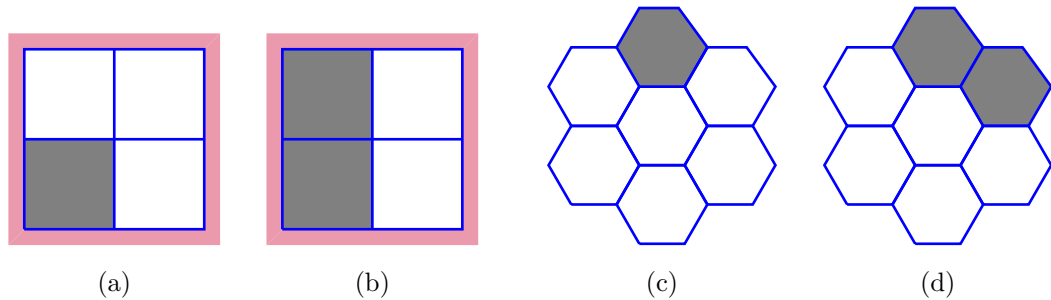


FIGURE II.12 – "Addback" effectué pour les cristaux dans les "Clovers" (a et b) et "Clusters" (c et d). Dans les présentations (a) et (c), le signal est retenu lorsqu'un seul cristal est touché, dans (b) et (d), la sommation est effectuée uniquement lorsque deux cristaux sont adjacents.

Dans le tableau II.2 présentée la probabilité du nombre de cristaux touchés dans un "Clover" et dans un "Cluster" d'EUROBALL pour un rayonnement γ d'énergie 1 MeV (le test est effectué avec une source isotrope au repos, qui émet dans 4π , 50 000 rayonnements γ mono-énergétiques avec une multiplicité $M_\gamma = 1$). Lors que des

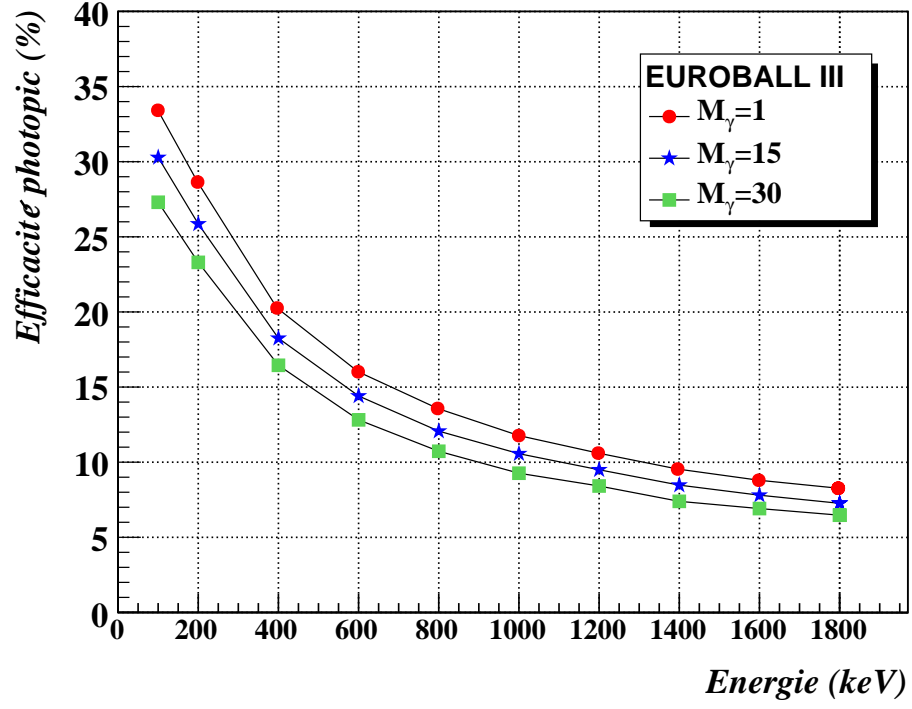
rayonnements γ sont lancés dans un seul cristal, la probabilité qu'un seul cristal est touché est de l'ordre de 74.5% pour un "Clover" et 79.8% pour un "Cluster" et celle dans le cas de deux cristaux touchés est de 22.4% et 18.3% pour un "Clover" et un "Cluster" respectivement. La probabilité de la diffusion d'un rayonnement γ entre plus de 2 cristaux est négligeable. Pour éviter la dégradation de l'efficacité photopie et du rapport Pic/Total à cause de l'effet d'empilement, dans l'analyse, soit nous retenons des énergies déposées dans un cristal (le cas où un seul cristal est touché), soit nous sommons des énergies déposées dans deux cristaux adjacents (figure II.12).

★ **Les performances du multi-détecteur EUROBALL** Pour valider la géométrie du multi-détecteur EUROBALL, on a déterminé les trois grandeurs caractéristiques : l'efficacité photopie, le rapport Pic/Total et l'élargissement Doppler.

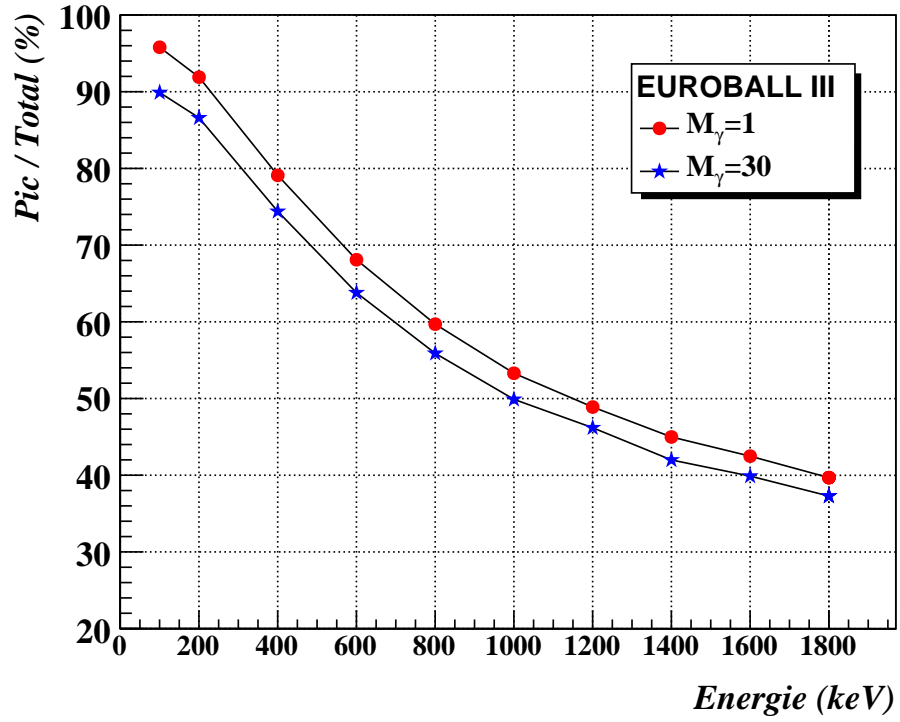
Dans la simulation, on a défini, dans un premier temps, une source isotrope émettant des rayonnements γ mono-énergétiques. Pour chaque essai, 50 000 rayonnements γ sont émis dans 4π stéradian avec différentes valeurs de la multiplicité M_γ (1, 15 et 30)⁷. La figure II.13(a) donne l'efficacité photopie du multi-détecteur EUROBALL en fonction de l'énergie et de la multiplicité. Pour une énergie de 1.3 MeV et une multiplicité $M_\gamma = 1$, l'efficacité photopie est de l'ordre de 10% (7.9% pour $M_\gamma = 30$). L'augmentation de la multiplicité de 1 à 30 détériore l'efficacité photopie de 21%. Dans la figure II.13(b), on a déterminé le rapport Pic/Total pour les deux valeurs de la multiplicité $M_\gamma = 1$ et $M_\gamma = 30$. Le rapport Pic/Total diminue de 6% à une énergie de 1.3 MeV lorsque la multiplicité évolue de 1 à 30.

Pour déterminer l'influence de l'effet Doppler affectant la résolution en énergie, on a défini une source ponctuelle qui est en mouvement rectiligne avec une vitesse constante dans la direction du faisceau. Deux valeurs de vitesse de la source d'émission des rayonnements γ sont choisies : $\beta = 4.8\%$ et $\beta = 2.3\%$ correspondant respectivement à la vitesse du noyau de recul dans des réactions symétriques et asymétriques [Smith92] (voir section II-2.4). La résolution en énergie est détériorée par l'élargissement Doppler qui est plus important pour la plus haute valeur de la vitesse β . La résolution intrinsèque E_{int} du multi-détecteur qui est prise comme une fonction linéaire de l'énergie des rayonnements γ . Pour chaque essai, 750 000 rayonnements γ sont émis dans 4π stéradian avec des valeurs des énergies variant de 51 keV à 1451 keV. La figure II.14 représente la résolution en énergie (largeur à mi-hauteur des pics) en fonction de l'énergie des rayonnements γ . Pour une énergie de 1.3 MeV, la résolution en énergie est de 3.5 keV pour une vitesse $\beta = 2.3\%$ (réaction asymétrique) et de 4.7 keV pour une vitesse $\beta = 4.8\%$ (réaction symétrique). La résolution en énergie d'EUROBALL se dégrade assez rapidement avec la vitesse de la source.

7. Les rayonnements γ sont lancés successivement, un événement de la multiplicité M_γ est construit en regroupant les M_γ rayonnements γ dans les données sorties de la simulation.



(a)



(b)

 FIGURE II.13 – Efficacité photopie et rapport Pic/Total pour EUROBALL en fonction de l'énergie et la multiplicité des cascades de rayonnements γ .

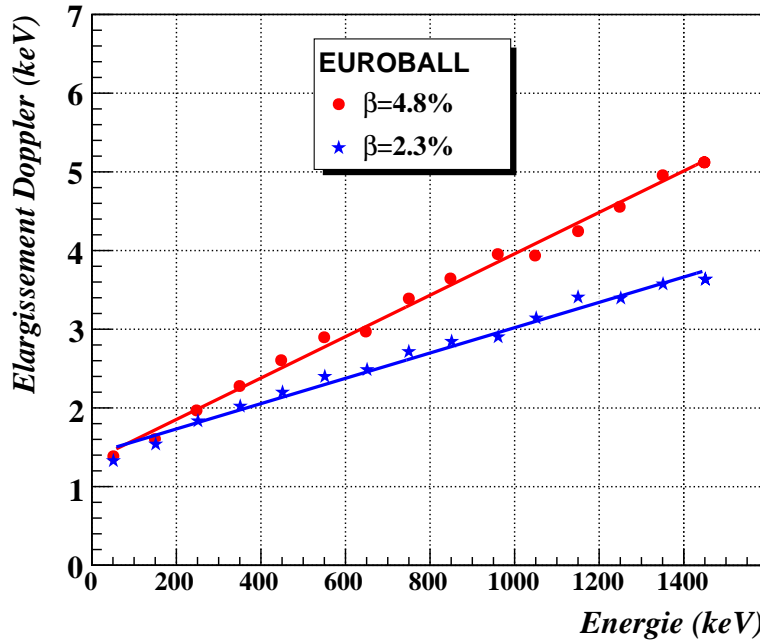


FIGURE II.14 – Résolution en énergie obtenue pour le multi-détecteur EUROBALL et pour deux vitesses de la source $\beta = 2.3\%$ et $\beta = 4.8\%$.

II-2.3.b Le démonstrateur AGATA

★ **Géométrie** AGATA est un spectromètre γ de nouvelle génération construit dans deux buts principaux : avoir une bonne efficacité de détection des événements de haute et de faible multiplicité, et optimiser le pouvoir de résolution en énergie en diminuant l'élargissement Doppler. Afin de satisfaire ces conditions, une géométrie complète d'AGATA avec des cristaux très segmentés (sans enceinte anti-Compton) a été choisie, la couverture angulaire du multi-détecteur est proche de 4π . Historiquement, il existe plusieurs configurations de la géométrie d'AGATA.

La figure II.15(a) illustre une configuration de la géométrie complète d'AGATA avec 180 cristaux de Germanium. Chaque cristal, ayant un diamètre de 8 cm et une longueur de 9 cm, est segmenté électriquement en 36 segments. Ils sont placés à une distance de 235 mm de la cible (distance nominale). Cette configuration a été choisie pour la construction de la géométrie complète d'AGATA. Dans ce travail, les simulations sont effectuées en prenant la configuration du démonstrateur AGATA (figure II.15(b)) qui est constituée de 15 cristaux de Germanium placés à deux distances possible de la cible : 235 mm et 140 mm avec une couverture angulaire correspondante de 0.7 stéradian et de 2.1 stéradian respectivement.

★ **L'algorithme de "tracking" des rayonnements γ** Pour un cristal de Germanium d'AGATA, on a 37 voies électroniques correspondant à 36 segments et un contact

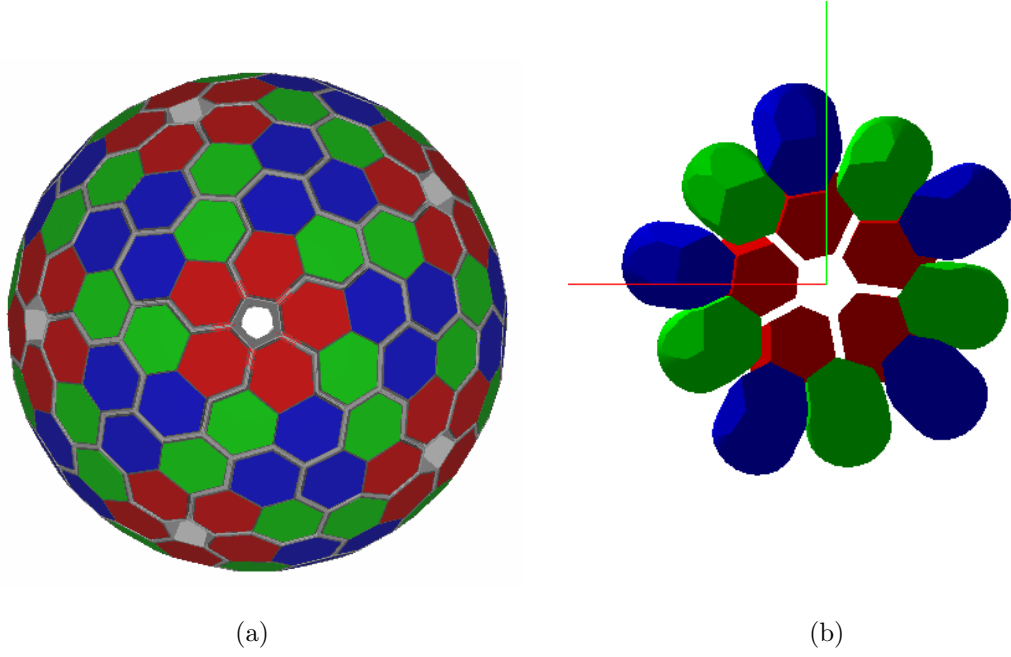


FIGURE II.15 – La géométrie complète du multi-détecteur AGATA avec 180 cristaux de Germanium (a) et la géométrie démonstrateur (b) avec 15 cristaux de Germanium.

central qui donne l'énergie totale détectée dans le cristal. L'algorithme PSA (voir section II-1.4.d) donne pour chaque cristal la position et l'énergie déposée dans les segments. A haute valeur de multiplicité l'effet d'empilement est assez important et la diffusion des rayonnements γ entre les cristaux devient beaucoup plus probable : l'énergie du rayonnement γ incident ne peut pas être reconstruite simplement par la sommation des énergies déposées dans les segments. Il faut reconstruire la trajectoire de rayonnements γ dans 4π et sommer les énergies déposées le long d'une trace. Les performances d'AGATA dépendent de la précision avec laquelle on peut déterminer la position et l'énergie des interactions des rayonnements γ et de l'efficacité de reconstruction des trajectoires des rayonnements γ . Pour nos simulations, l'algorithme de "Forward Tracking" [Lopez04] (OFT - "Orsay Forward Tracking", développé par Araceli Lopez - Martens) est utilisé. Il est basé sur les deux principaux effets de l'interaction des rayonnements γ avec le Germanium : l'effet photoélectrique et la diffusion Compton.

Les points d'interaction sont regroupés en petits paquets⁸, et leur positions sont déterminées dans l'espace par deux paramètres (θ, ϕ) . Cette méthode se justifie par le fait que la section efficace de la diffusion Compton est maximale pour de petits angles (figure II.1) et que le libre parcours moyen de rayonnement γ décroît lorsqu'il interagit dans le détecteur. Pour une valeur arbitraire de l'angle α et un premier point d'interaction (i), un point d'interaction (j) sera regroupé dans le même paquet que (i)

8. Méthode de "clustering".

si :

$$\left| \cos^{-1}(\sin\theta_j \sin\theta_i \cos(\phi_j - \phi_i) + \cos\theta_i \cos\theta_j) \right| \leq \alpha \quad (\text{II.28})$$

ce processus se continue avec le point d'interaction (j) et un autre point d'interaction. Si le point d'interaction (j) ne satisfait pas cette condition, un autre point sera choisi pour vérifier. Si pour un point d'interaction (i) arbitraire, il n'y a aucune interaction satisfaisant la condition dans l'équation II.28, on a un paquet contenant un seul point d'interaction. La valeur de α est choisie entre 0.15 et 1.0 radian avec un pas de 0.1 radian[Lopez04].

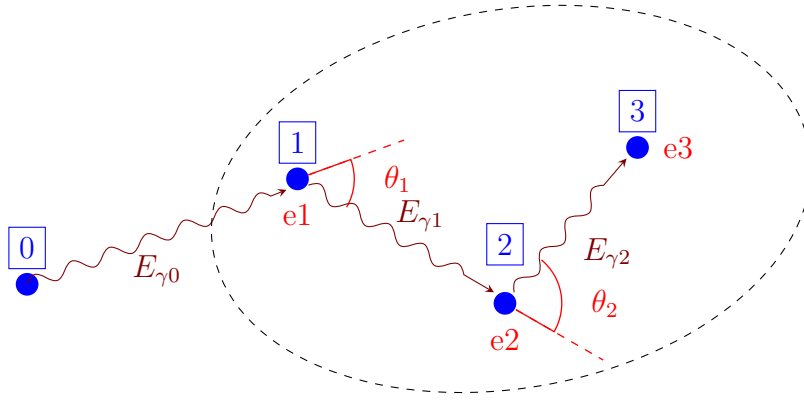
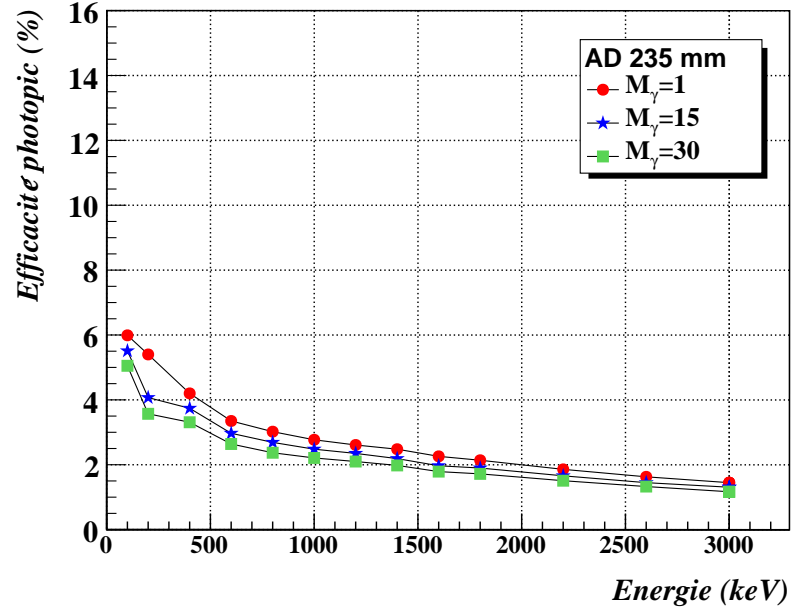


FIGURE II.16 – L’absorption totale d’un photon par deux diffusions Compton et une interaction photoélectrique.

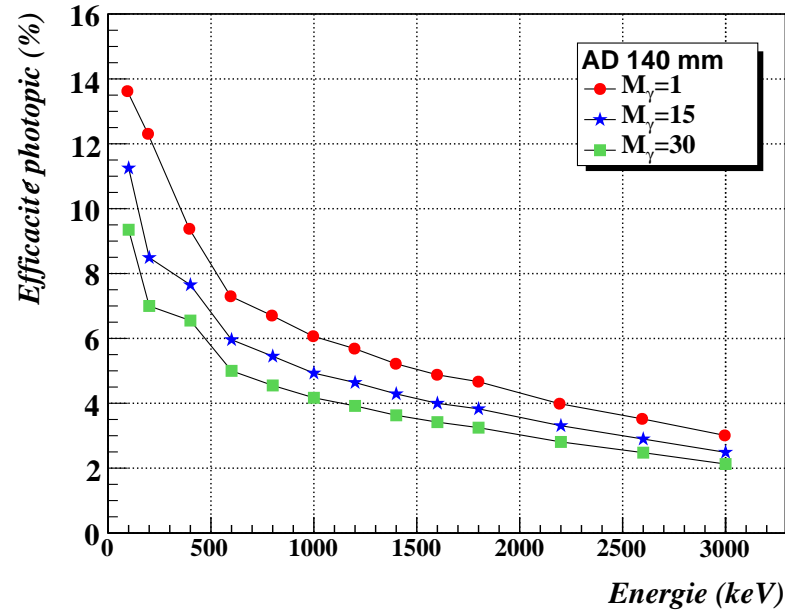
La figure II.16 représente un exemple de “forward tracking” où les trois points d’interaction sont regroupés dans une même paquet, l’énergie du rayonnement incident est la somme des énergies déposées à chaque point d’interaction $E_{\gamma 0} = e1 + e2 + e3$. Afin de rendre les données plus réalistes, une dégradation des données est effectuée de la façon suivante :

- Un seuil de 5 keV a été mis pour la détection des points d’interaction (seuil électronique).
- Les points d’interaction séparés de moins de 5 mm sont regroupés en un seul point (PSA).
- Pour le “Tracking γ ”, la position de chaque point d’interaction est aléatoirement modifiée (de l’ordre du mm) pour simuler les imprécisions et les erreurs dues à l’algorithme PSA.

★ **Les performances du démonstrateur AGATA** La simulation a été faite pour le démonstrateur AGATA (AD) à 235 mm et 140 mm de la cible. Pour déterminer l’ef-



(a) AGATA démonstrateur à 235 mm



(b) AGATA démonstrateur à 140 mm

FIGURE II.17 – Efficacité photopique du démonstrateur AGATA en fonction de l'énergie avec différentes valeurs de la multiplicité pour les deux configurations du démonstrateur AGATA (à 235 mm (a) et 140 mm(b)).

fficacité photopique et le rapport Pic/Total en fonction de l'énergie, chaque fois 2×10^5 rayonnements γ mono-énergétiques sont lancés dans 4π avec différentes valeurs de la multiplicité $M_\gamma = 1, 15, 30$ (M_γ rayonnements γ sont regroupés pour construire un

événement de multiplicité M_γ). La source d'émission des rayonnements γ est au repos et isotrope.

La figure II.17 représente l'efficacité photopic pour les deux configurations en fonction de l'énergie et de la multiplicité. Diminuer la distance entre les cristaux et la cible entraîne l'augmentation de la probabilité que, à haute multiplicité, des interactions de deux rayonnements γ soient regroupés et considérés comme provenant d'un seul rayonnement γ . Dans ce cas, la reconstruction est faussée et l'énergie du rayonnement γ détecté contribuera au fond du spectre en énergie.

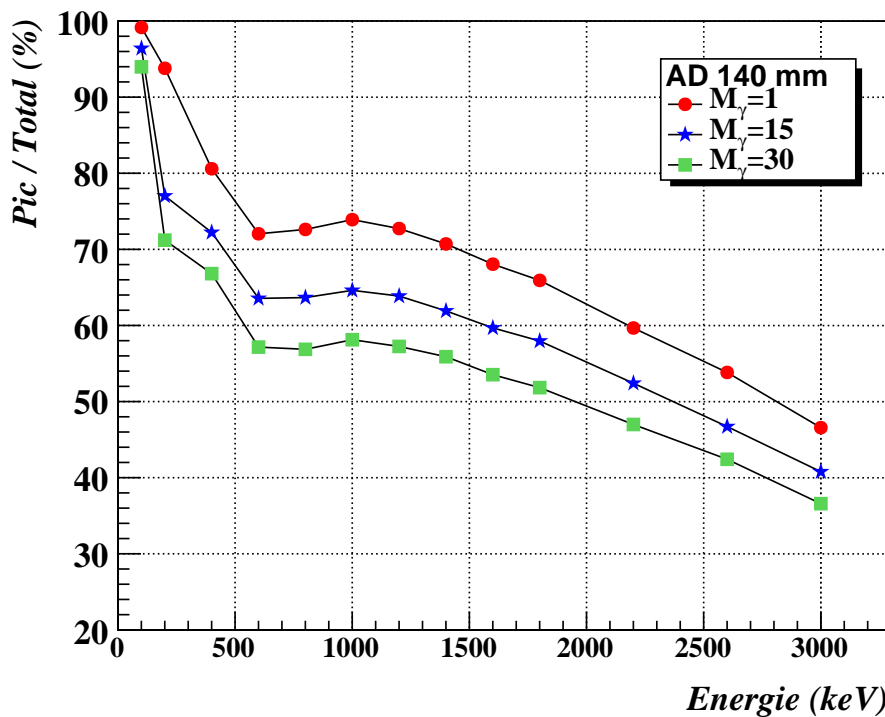
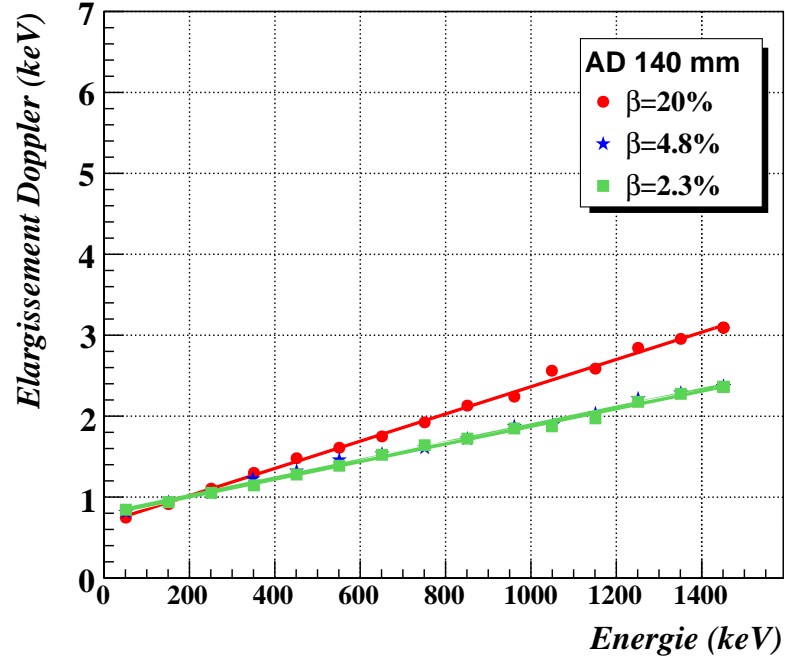
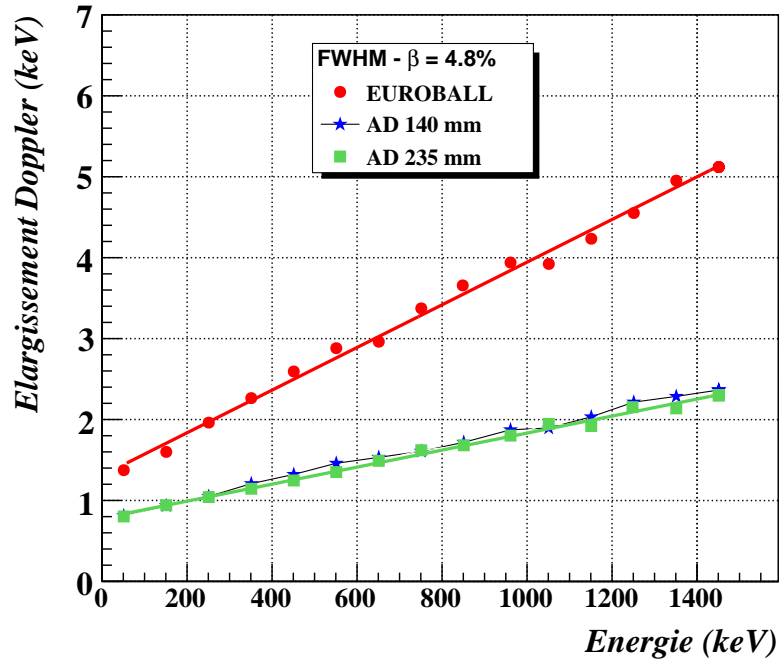


FIGURE II.18 – Le rapport Pic/Total du démonstrateur AGATA.

Le déplacement du démonstrateur AGATA de la distance 235 mm à 140 mm de la cible augmente l'efficacité photopic de 2.7% à 6% pour une énergie de 1 MeV à multiplicité $M_\gamma = 1$. Il augmente également l'effet d'empilement à haute valeur de multiplicité : lorsque la multiplicité augmente de 1 à 30, l'efficacité photopic diminue de l'ordre de 20% pour le démonstrateur AGATA à 235 mm et 30% pour le démonstrateur AGATA à 140 mm. Pourtant, l'efficacité photopic du démonstrateur AGATA à 140 mm à multiplicité $M_\gamma = 30$ est encore beaucoup plus grande que celle obtenue pour le démonstrateur AGATA à 235 mm car la détérioration de l'efficacité photopic par l'effet d'empilement reste encore faible en comparaison avec l'augmentation de la probabilité de détection en déplaçant le multi-détecteur plus proche de la source. Ce fait est important lors de la détection d'événements de haute multiplicité ($M_\gamma \approx 30$ pour des cascades de rayonnements γ dans des bandes superdéformées).



(a) La résolution du démonstrateur AGATA à 140 mm.



(b) La résolution du démonstrateur AGATA à 140 mm et d'EUROBALL.

FIGURE II.19 – La résolution en énergie du démonstrateur AGATA (pour différente vitesse de la source) et d'EUROBALL.

Par la suite, la simulation ne concerne que le démonstrateur AGATA à 140 mm. La figure II.18 présente le rapport Pic/Total en fonction de l'énergie et de la multiplicité M_γ . A l'énergie 1.3 MeV et la multiplicité $M_\gamma = 30$, le rapport Pic/Total est de l'ordre de 56% (en comparaison avec 65% de pour le démonstrateur AGATA à 235 mm et 48% pour EUROBALL). Le rapport Pic/Total diminue à cause de l'effet d'empilement et d'une plus faible efficacité de reconstruction des trajectoires des rayonnements γ à haute multiplicité. Dans le code de "Tracking" γ (OFT), un seuil d'énergie de l'ordre de 600 keV a été choisie comme une limite pour l'effet photoélectrique. A cause de cette limite, la courbe du rapport Pic/Total a des points "anormaux" pour des énergies autour de 600 keV.

Pour étudier l'influence de l'effet Doppler sur la détection des rayonnements γ , une source ponctuelle est définie avec une vitesse constante β . La simulation a été faite avec trois valeurs de vitesse de la source ($\beta = 2.3\%$, 4.8% , 20%), la résolution intrinsèque est déterminée comme dans le cas de la simulation faite pour EUROBALL (voir section II-2.3.a). La résolution en énergie du démonstrateur AGATA est représentée sur la figure II.19(a), elle est déterminée par la largeur à mi-hauteur du pic dans le spectre en énergie et n'est pas très différente lorsque la vitesse de la source est assez basse ($\beta = 2.3\%$ et 4.8%). Elle ne devient conséquente que pour des valeurs importantes de β : à 1.3 MeV, il passe de 2.3 keV à 3 keV pour β respectivement égal à 4.8% et 20% .

La figure II.19(b) présente la résolution en énergie pour le démonstrateur AGATA aux deux distances de la source (140 mm et 235 mm) et pour le multi-détecteur EUROBALL lorsque la vitesse vaut $\beta = 4.8\%$. Pour le démonstrateur AGATA, grâce à la reconstruction des trajectoires des rayonnements γ dans le détecteur et la détermination précise du premier point d'interaction (~ 5 mm), on peut déterminer la direction d'émission des rayonnements γ avec une bonne précision et la correction Doppler se fait beaucoup mieux que dans le cas d'EUROBALL. La résolution en énergie du démonstrateur AGATA est quasiment identique pour un déplacement plus proche de la source ($\approx 2.3\text{keV}$ à 1.3 MeV), et reste encore très faible en comparaison avec une résolution en énergie de 4.7 keV obtenue pour le multi-détecteur EUROBALL à la même énergie.

II-2.3.c Conclusions

En déplaçant le démonstrateur AGATA plus proche de la cible, l'efficacité photopic augmente (environ 3 fois plus grande) et l'élargissement Doppler reste très proche du cas où le démonstrateur AGATA est placé à la distance nominale 235 mm. Le rapport Pic/Total est de 10% plus bas mais encore grand en comparaison avec EUROBALL. Le démonstrateur AGATA donne une meilleure résolution en énergie et un meilleur rapport Pic/Total que EUROBALL pour la détection des événements de faible et haute multiplicité. En revanche, le multi-détecteur EUROBALL couvre un angle solide

plus grand ce qui permet d'avoir une grande efficacité de détection d'événements à plus haut ordre de coïncidence.

II-2.4 Simulation avec des événements réalistes

Dans la section précédente, la simulation a été réalisée dans des conditions idéales où la source d'émission de rayonnements γ est bien définie, la cascade de rayonnements γ est très simple avec des transitions de même intensité. Les résultats obtenus sur la performance des deux multi-détecteurs peuvent être loin de la réalité parce que, lors d'une expérience physique de réaction nucléaire, les cascades de rayonnements γ sont beaucoup plus complexes et variées. Pour estimer la performance des deux types de multi-détecteur, il faut réaliser une comparaison avec des données plus réalistes. Cela nécessite un générateur pour lequel la multiplicité des cascades de rayonnements γ est variable, l'intensité des transitions pouvant être très faible, les énergies des transitions détectées sont très proches et les caractéristiques des noyaux résiduels émettant des rayonnements γ ne sont pas bien déterminées.

Dans cette partie, la simulation a été réalisée avec les transitions réalistes des cascades de rayonnements γ du noyau super-déformé ^{152}Dy . Le noyau ^{152}Dy , ayant des cascades de rayonnements γ bien connues, qui ont l'objet de plusieurs études. Il est souvent utilisé pour des expériences "test" par exemple pour les multi-détecteurs comme EUROGAM et EUROBALL. Le but de cette simulation est d'identifier des événements de haute multiplicité, et de retrouver des transitions de très faible intensité comme les transitions dans la bande super-déformée du noyau ^{152}Dy .

Les résultats obtenus permettent de comparer les performances de deux types de multi-détecteurs en environnement complexe et sont la base pour la proposition de l'une des expériences "test" (haute multiplicité) auprès du démonstrateur AGATA (AD). Le but de ces expériences "test" est de comparer les performances réelles du multi-détecteur aux caractéristiques simulées.

II-2.4.a Désexcitation du noyau composé

Une réaction de fusion-évaporation consiste en la fusion d'un noyau projectile accéléré et d'un noyau cible au repos, le noyau composé est formé avec une très haute énergie d'excitation et un haut moment angulaire. La figure II.20 représente la désexcitation du noyau composé, à haute l'énergie d'excitation. Si le moment angulaire du noyau composé dépasse la valeur limite ($\approx 70\hbar$ pour les noyaux de masse 150), la fission a lieu. Dans le cas contraire, le noyau composé se désexcite par évaporation de neutrons (le cas le plus favorable car la barrière coulombienne à franchir est nulle pour les neutrons) et l'émission de rayonnements γ . L'émission de neutrons diminue rapidement l'énergie d'excitation et l'émission de rayonnements γ diminue le spin du

noyau composé. A haute énergie d'excitation, il y a une compétition entre l'évaporation de neutrons et l'émission de rayonnements γ par la résonance dipolaire géante (GDR) avec un rapport 10^{-4} [Newto89].

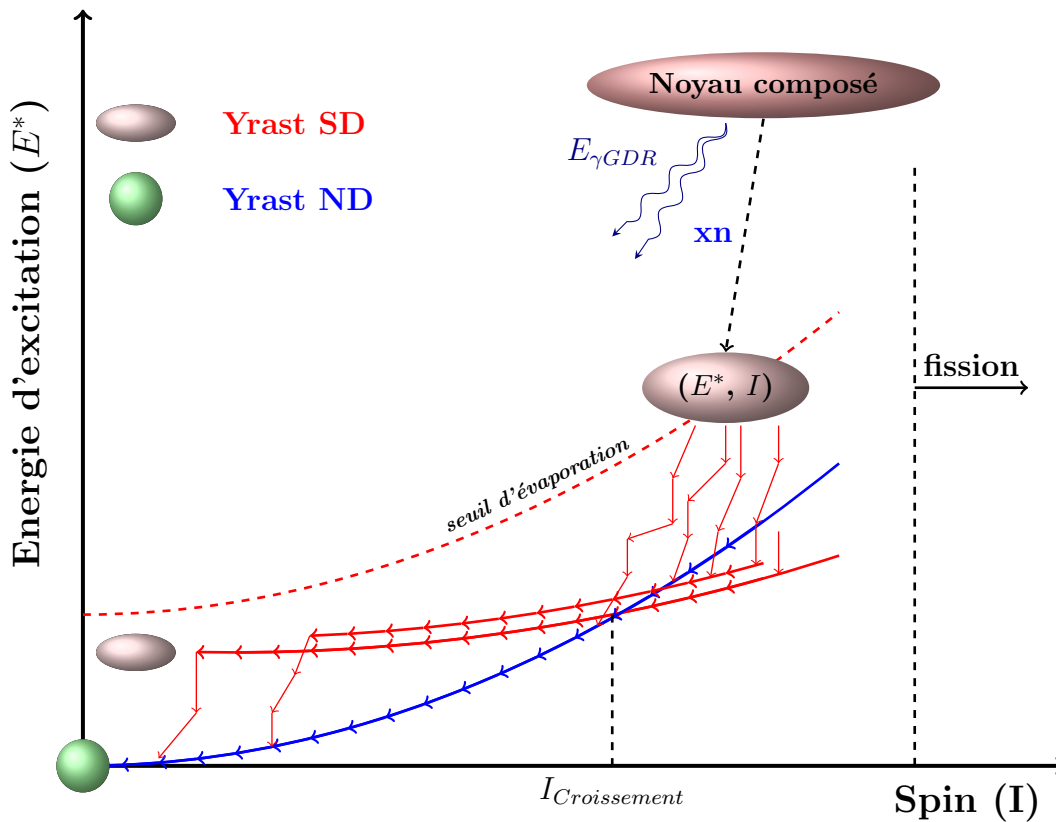


FIGURE II.20 – La désexcitation du noyau composé formé dans une réaction de fusion-évaporation.

L'énergie d'excitation et le spin du noyau résiduel dépendent du nombre de neutrons émis. Dans le plan (I, E^*) , chaque voie de réaction se caractérise par une région appelée "point d'entrée" où l'énergie d'excitation est insuffisante pour évaporer des neutrons. Cette région se trouve de l'ordre d'une énergie de liaison d'un neutron au-dessus de la ligne "Yrast" ⁹

Dans le plan (I, E^*) , entre la ligne "Yrast" et celle donnée par le seuil d'évaporation, il y a une compétition entre l'émission de transitions rotationnelles E2 et l'émission de rayonnements γ statistiques (transitions dipolaires électriques E1). La probabilité des transitions statistiques E1 augmente avec la différence d'énergie (U) au-dessus de la ligne "Yrast" mais ne dépend pas beaucoup du spin I . Par contre, la probabilité des transitions rotationnelles E2 dépend peu de la valeur de (U) et varie en fonction de E_γ^5 [$I \rightarrow (I - 2)$]. A haute densité de niveaux, il y a beaucoup de chemins possibles pour la désexcitation et les rayonnements γ émis forment un quasi-continuum. Ces transitions

9. Etat d'énergie le plus bas pour un spin donné.

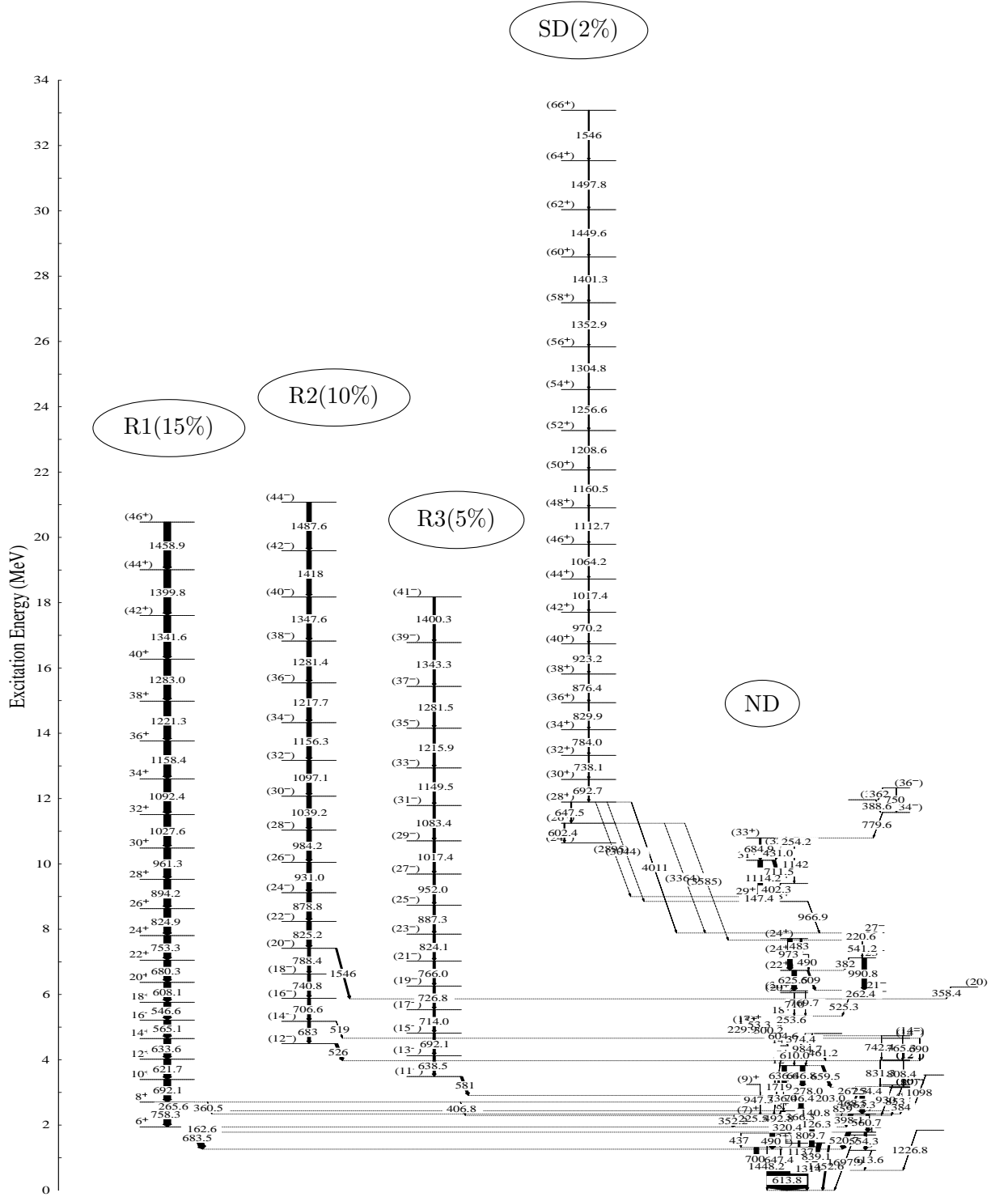


FIGURE II.21 – Schéma de niveaux du noyau ^{152}Dy , les 3 bandes rotationnelles et une bande super-déformée avec des intensités relatives de 15%, 10%, 5% et 2% respectivement.

E2 sont appelées “Yrast-like” car elles suivent une ligne quasiment parallèle avec la ligne “Yrast”. Les transitions discrètes sont émises lorsque le noyau est proche de la ligne “Yrast”. Le noyau superdéformé perd alors de l’énergie de rotation avant de se désexciter vers l’état fondamental. Pour les états super-déformés, cette région de bande de rotation discrètes se trouve 2-3 MeV[Matsu93] au-dessus de la ligne “Yrast” .

Au-dessous du seuil d’évaporation de neutrons, la population des états super-déformés (SD) est en compétition avec la population des états normalement déformés (ND). Au-dessus du point de croisement entre les lignes “Yrast” SD et ND, les états SD sont mieux peuplés. Par contre, après le point de croisement, la population des états ND devient plus importante que celle des états SD. En fin de la bande, les noyaux superdéformés se dés excitent rapidement vers des états normalement déformés.

II-2.4.b Le noyau ^{152}Dy

Pour la simulation, les cascades de rayonnements γ sont générées suivant des schémas de niveaux correspondant aux noyaux résiduels étudiés. Les schémas de niveaux sont construits par RadWare avec les énergies réalistes et intensités relatives des transitions déterminées par des études expérimentales. La figure II.21 illustre le schéma de niveaux du noyau ^{152}Dy construit à partir des données provenant de la base de données d’ESNDF[radware] avec néanmoins des modifications pour mieux contrôler la simulation.

On a modifié dans le schéma de niveaux du noyau ^{152}Dy utilisés pour la simulation, les caractéristiques des trois bandes rotationnelles. Dans chaque bande rotationnelle, les intensités relatives¹⁰ des transitions ont la même valeur. Les intensités relatives des trois bandes rotationnelles, qu’on appelle (R1), (R2) et (R3), sont fixées à 15%, 10% et 5% respectivement. Une bande super-déformée est construite avec des transitions de même intensité relative de 2%. L’énergie et le spin de chaque niveau d’énergie sont bien définis. Pour les trois bandes rotationnelles et la bande super-déformée, la multiplicité de la cascade de rayonnements γ est de l’ordre de 20 à 30, suffisamment grande pour l’évaluation de la performance des multi-détecteurs à haut spin.

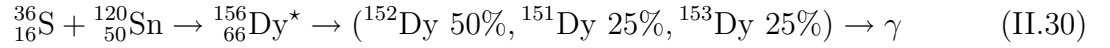
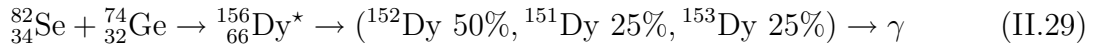
II-2.4.c Le choix de réaction

Dans une réaction de fusion-évaporation, un même noyau résiduel peut être créé par différentes combinaisons de noyaux cibles et projectiles. L’énergie d’excitation et le spin du noyau résiduel ainsi que la vitesse à laquelle il se déplace en émettant des rayonnements γ varient selon les conditions d’expérience. L’énergie et le spin du noyau résiduel vont affecter la population des états excités du noyau résiduel (section II-2.4.a), et vont affecter alors la multiplicité des cascades de rayonnements γ émis. La vitesse

10. Normalisée par rapport à une transition plus intense dans le schéma de niveaux

du noyau résiduel va affecter la résolution en énergie obtenue pour les pics à cause de l'effet Doppler.

Dans la simulation, le noyau ^{152}Dy est peuplé suivant deux réactions de fusion-évaporation représentées par les réactions (équation II.29) et (équation II.30). Pour les deux réactions, les paramètres sont choisis comme donné dans la référence[Smith92]. Pour la première réaction, la cible $^{74}_{32}\text{Ge}$ est bombardée par le projectile $^{82}_{34}\text{Se}$ avec une énergie incidente de 328 MeV. Le noyau composé $^{156}_{66}\text{Dy}^*$ créé a une énergie d'excitation de 75 MeV et un spin $76\hbar$. Le projectile et la cible ont des masses quasiment égales, cette réaction est appelée “symétrique”. La deuxième réaction, où le projectile $^{36}_{16}\text{S}$ est beaucoup plus léger que la cible $^{120}_{50}\text{Sn}$, est appelée “asymétrique”. L'énergie du projectile est 170 MeV, le noyau composé créé a une énergie d'excitation de 79 MeV et un spin de $69\hbar$. Le noyau ^{152}Dy produit dans les deux cas est peuplé à très haut spin et toutes les transitions des cascades de rayonnements γ du schéma de niveaux apparaissent dans la simulation.



Ces deux réactions donnent des vitesses du noyau de recul formé différentes ($\beta = 2.32\%$ pour la réaction asymétrique et 4.89% pour la réaction symétrique) et la population de la bande SD du noyau ^{152}Dy est de 2% pour la réaction symétrique et 1% pour la réaction asymétrique. La grande valeur de β dans le cas de réaction symétrique détériore fortement la résolution en énergie pour le multi-détecteur (EUROBALL) et provoque des difficultés pour la détection des transitions de faible intensité. Le fait que la bande SD est plus peuplée pour la réaction symétrique¹¹ permet à priori d'identifier plus facilement des transitions dans cette bande que pour le cas de la réaction asymétrique.

Pour rendre les données plus réalistes, la décroissance du noyau composé $^{156}_{66}\text{Dy}^*$ est accompagnée de celle de deux autres voies de réactions : les noyaux résiduels ^{151}Dy et ^{153}Dy . Le taux de production a été fixé à 25% pour chacune de ces 2 voies de réaction. Les schémas de niveaux de deux noyaux ^{151}Dy et ^{153}Dy sont donnés par ENSDF[ENSDF] et ne sont pas présentés en détail.

II-2.4.d Le principe de la simulation

La figure II.22 schématise le principe de la simulation, où le même jeu de données est utilisé en entrée pour les deux types de multi-détecteur. Les cascades de rayonnements

11. Dans la région de masse $A = 150$.

γ sont générés aléatoirement par le code GammaWare, suivant les schémas de niveaux des noyaux résiduels ^{151}Dy , ^{152}Dy et ^{153}Dy . La probabilité des cascades de rayonnements γ générées est calculée grâce à l'intensité relatives des transitions dans chaque schéma de niveaux et du taux de production de chaque voie de réaction qu'on a fixé. L'énergie d'excitation (≈ 50 MeV) et le spin ($\approx 70\hbar$) des noyaux résiduels sont choisis pour que tous les états d'excitation discrets soient peuplés. Un pseudo continuum de transitions statistiques (E1 et E2) est introduit. Il faut le lien entre le point d'entrée et les transitions discrètes. Dans le Monte-carlo, le tirage aléatoire de ces transitions est fait à partir des deux distributions simples présentées sur la figure II.23.

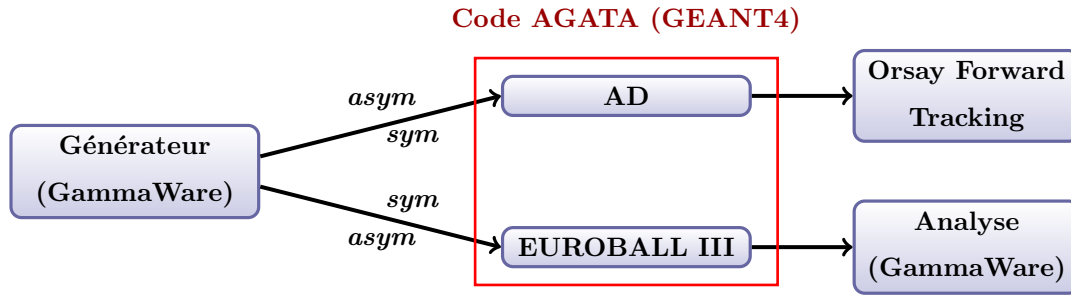


FIGURE II.22 – Principe de la simulation : les cascades de rayonnements γ sont générées et lancées dans les deux types de multi-détecteurs suivant les conditions correspondantes aux deux réactions (symétrique et asymétrique).

Dans le fichier donné par le code GammaWare, nous avons toutes les cascades de rayonnements γ générées et les énergies des transitions correspondantes. La distribution des cascades de rayonnements γ en fonction de la multiplicité est bien déterminée et les cascades de rayonnements γ sont indépendantes du type de réaction. Ces cascades de rayonnements γ sont utilisées comme une bibliothèque d'événements réalistes. Le nombre de cascades générées est défini dans la simulation et est suffisamment grand pour que les erreurs statistiques soient faibles.

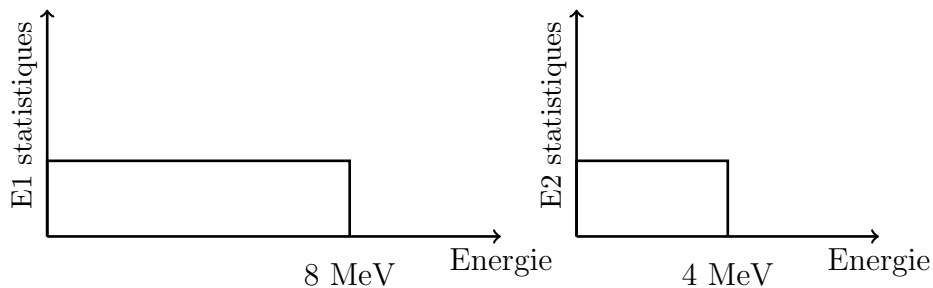


FIGURE II.23 – Les transitions E1 et E2 sont générées statistiquement dans des intervalle d'énergie (0 à 8 MeV) et (0 à 4 MeV). Les deux types de transition sont générées alternativement.

A partir de la bibliothèque des cascades de rayonnements γ on ajoute quelques paramètres des réactions comme les masses du noyau cible et du projectile et l'énergie du projectile. Ces paramètres permettent au code AGATA (GEANT 4) de calculer la vitesse des noyaux de recul formés et ainsi d'ajouter l'effet Doppler. Les événements correspondant aux deux types de réactions (symétrique et asymétrique) sont lancés dans les deux multi-détecteurs. Dans les données de sortie des multi-détecteurs, on a des informations sur les énergies et direction d'émission des rayonnements γ lancés, les points d'interactions des rayonnements γ dans le multi-détecteur et les énergies déposées à chaque point d'interaction. Les données sont analysées pour reconstruire des cascades de rayonnements γ . Les résultats des reconstructions des rayonnements γ des deux multi-détecteurs sont comparés et permettent d'évaluer leur performances respectives.

II-2.4.e Analyse des données

Les cascades de rayonnements γ sont générées suivant des schémas de niveaux. Dans les fichiers issus de la chaîne de simulation, nous avons, pour chaque événement, les f énergies (e_1, e_2, \dots, e_f) détectées reconstruites (avec "Addback" ou "Tracking"), f étant le "fold" de l'événement. Ces données permettent de construire un spectre d'énergie (spectre "single") sur lequel on retrouve les transitions des schémas de niveaux utilisés dans la simulation. Supposons que, dans le schéma de niveaux, nous avons deux transitions dont les énergies sont identiques ou très proches et qu'elles appartiennent à des cascades de rayonnements γ différentes. Ces énergies donneront deux pics très proches dans le spectre d'énergie et il est alors difficile d'identifier ces deux transitions.

La figure II.24 représente une partie du spectre "single" du multi-détecteur EUROBALL, obtenu avec 3.10^7 événements simulés ($\langle \text{Fold} \rangle = 7.66$). La transition ($39^- \rightarrow 37^-$) dans la bande rotationnelle R3, du noyau ^{152}Dy (figure II.21), a une énergie très proche des transitions ($42^+ \rightarrow 40^+$ et $40^- \rightarrow 38^-$) situées dans les deux bandes rotationnelles (R1 et R2) et ne peut donc pas être clairement identifiée. De plus, dans le spectre d'énergie, il faut diminuer le bruit de fond qui a deux composantes : une provenant des diffusions Compton dans les détecteurs, l'autre est constituée d'événements qui ne sont pas corrélés. La solution utilisée pour mieux identifier les transitions γ est de construire une matrice de coïncidence d'ordre deux (ou plus) et des spectres conditionnés par une ou plusieurs transitions γ .

★ **Matrice γ - γ** Si on a dans les données issues de la simulation avec un événement contenant f énergies en coïncidence (e_1, e_2, \dots, e_f) alors la combinaison de toutes les coïncidences doubles $(e_i, e_j)_{i \neq j}$ seront incrémentées dans un histogramme à deux dimensions. La matrice $\gamma - \gamma$ construite est symétrique par rapport à la diagonale sur les deux axes (x, y) correspondent aux énergies. Le troisième (z) correspond au nombre

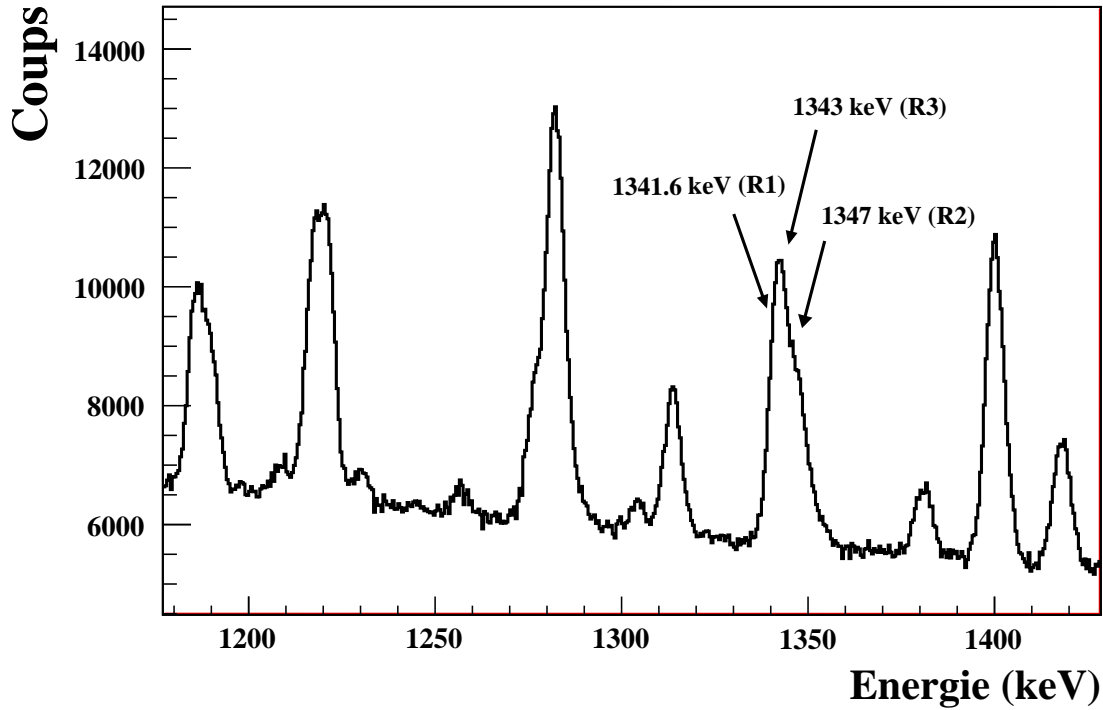


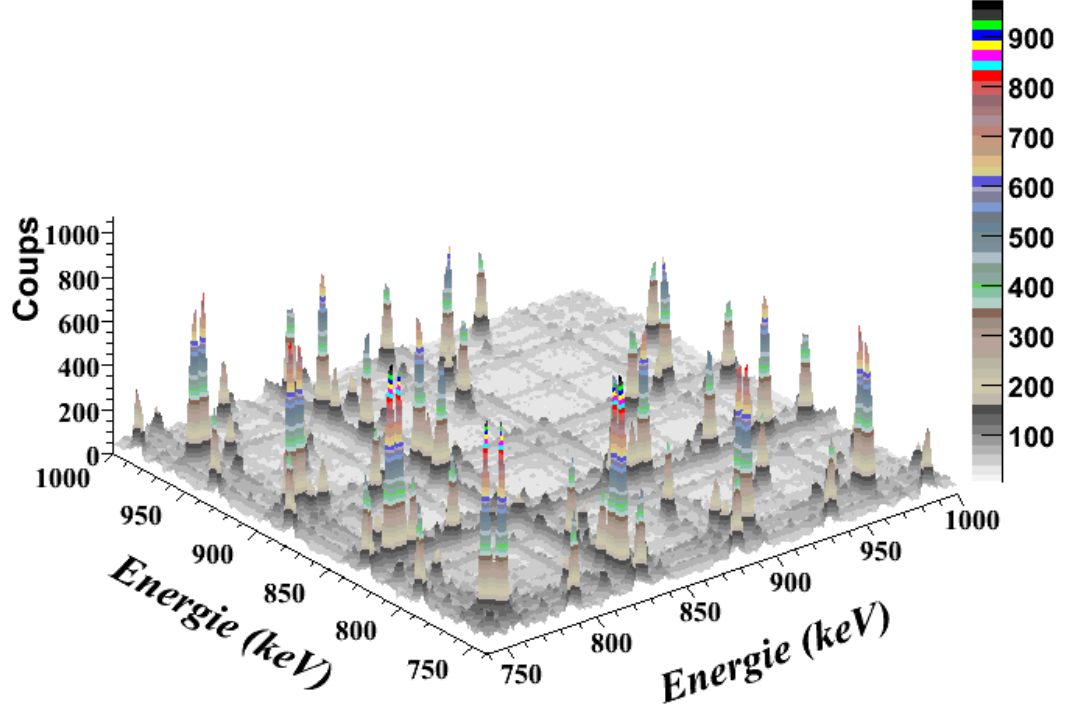
FIGURE II.24 – Une partie du spectre “single” de rayonnements γ , résultat de la simulation avec le multi-détecteur EUROBALL, le pic d’énergie de 1400 keV présente les trois transitions qui ont des énergies très proches. La transition 1352.9 keV est faible et ne peut pas être trouvée dans le spectre.

de coups. La figure II.25(a) représente un exemple de matrice de coïncidence d’ordre deux obtenue par notre simulation du multi-détecteur EUROBALL, pour la réaction symétrique (section II-2.4.c) et pour $3 \cdot 10^7$ événements simulés.

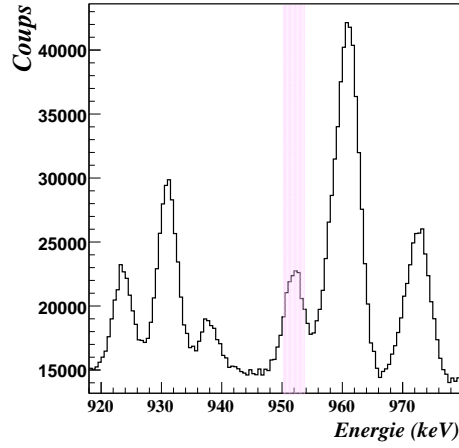
★ **Projection des données** A partir de la matrice $\gamma - \gamma$ on peut construire un spectre des rayonnements γ en coïncidence avec une transition particulière en projetant une tranche de la matrice sur un des deux axes (x, y). La position de la tranche sur l’axe que l’on choisit pour conditionner est la position du pic d’énergie correspondant à cette transition et la largeur de la tranche est en général la largeur à mi-hauteur du pic. La figure II.25(b) présente une partie de la projection totale de la matrice présentée sur la figure II.25(a). Une fenêtre d’énergie (une “gate”) est placée sur la transition 952 keV ($27^- \rightarrow 25^-$) de la bande rotationnelle R3 dans le schéma de niveaux de ^{152}Dy .

★ **Soustraction de fond** Le spectre “single” S observé par un détecteur Ge unique est constitué d’une partie photopie (P) et une partie bruit de fond (B) : $S = P + B$. En coïncidence double, on a :

$$S = (P_1 + B_1)(P_2 + B_2) = P_1P_2 + P_1B_2 + B_1P_2 + B_1B_2 \quad (\text{II.31})$$



(a)



(b)

FIGURE II.25 – (a) Une fraction de la matrice $\gamma - \gamma$ construite à partir des données simulées pour le multi-détecteur EUROBALL avec 3×10^7 événements, et (b) une partie du spectre de la projection de la matrice avec une “gate” sur la transition de 952 keV.

La composante intéressante de ce spectre est $P_1 P_2$ (coïncidence photopie entre deux énergies), les autres composantes constituant le bruit de fond associé. On peut écrire :

$$P_1 P_2 = (P_1 + B_1)(P_2 + B_2) - B_2(P_1 + B_1) - B_1(P_2 + B_2) + B_1 B_2 \quad (\text{II.32})$$

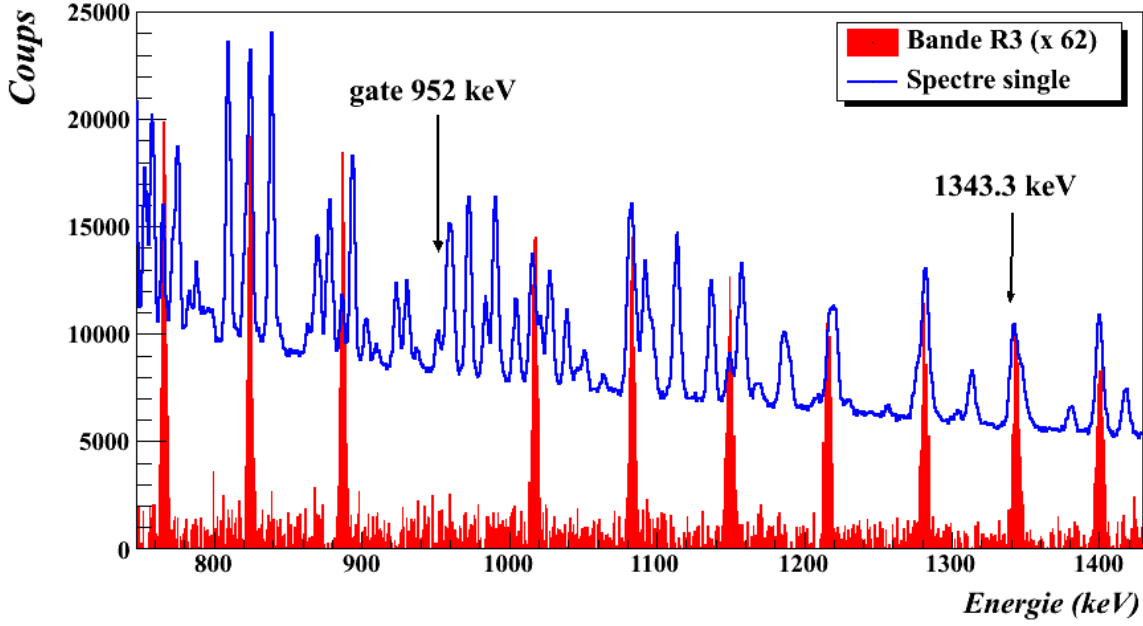


FIGURE II.26 – Le spectre “single” et le spectre des transitions dans la bande rotationnelles R3 en coïncidence avec 952 keV obtenus dans cette simulation avec le multi-détecteur EUROBALL. Le spectre conditionné de la bande rotationnelle est multiplié par un coefficient de normalisation de 62 pour la comparaison avec le spectre “single”.

Le premier terme $(P_1 + B_1)(P_2 + P_2)$ peut être obtenu en projetant la matrice $\gamma - \gamma$ par une fenêtre situé sur un pic. Les trois derniers termes impliquant B_1 et B_2 peuvent être obtenus en projetant un fond situé près le pic, en supposant que le fond au voisinage de la fenêtre a les mêmes caractéristiques que celui situé sous le pic. Dans l’analyse, le spectre en coïncidence avec fond soustrait $S_{\text{soustrait}}$, est obtenu par la soustraction d’un spectre conditionné obtenu en plaçant une fenêtre sur un pic S_{pic} par les autres spectres conditionnés obtenus en plaçant les fenêtres sur le fond à côté du pic $\sum S_{\text{fond}}$, C est un coefficient de normalisation.

$$S_{\text{soustrait}} = S_{\text{pic}} - C \times \sum S_{\text{fond}} \quad (\text{II.33})$$

La figure II.26 présente un spectre fond soustrait des transitions de la bande rotationnelle R3 du noyau ^{152}Dy obtenu en plaçant une fenêtre sur la transition 952 keV. Le spectre “single” est également présenté pour la comparaison, les transitions qui ne sont pas en coïncidence avec la transition de 952 keV présentes dans le spectre “single” ont disparues dans le spectre conditionné. Le spectre conditionné obtenu est beaucoup plus propre et la transition de 1343 keV (figure II.24) est alors clairement identifiée.

II-2.4.f Les résultats

★ **Spectres “single”** Pour illustrer l’impact de la meilleure résolution d’AGATA, quelque soit la vitesse du noyau émetteur (voir section II-2.3.b), nous avons superposé les spectres “single” pour les différents jeux d’événements réalistes. Dans chaque étude, 3×10^7 événements ($\langle \text{Fold} \rangle = 7.66$) sont générés pour les deux valeurs de la vitesse du noyau résiduel correspondant aux deux réactions symétrique et asymétrique. La figure II.27 représente les spectres des deux multi-détecteurs, la normalisation des spectres a été faite pour l’énergie de 990 keV (sur le maximum du pic).

La figure II.27(a) représente le spectre “single” du multi-détecteur EUROBALL pour les deux réactions symétrique et asymétrique. L’influence de l’effet Doppler sur la résolution en énergie est beaucoup plus importante pour le cas de réaction symétrique (avec $\beta \approx 4.89\%$) que pour la réaction asymétrique ($\beta \approx 2.32\%$). A l’énergie 990 keV, la largeur à mi-hauteur du pic est de 4.1 keV pour la réaction symétrique et de 3 keV pour la réaction asymétrique. A cause de l’élargissement Doppler, dans le spectre pour la réaction symétrique, au voisinage des énergies 960 keV et 1090 keV, les différents pics réels se recouvrent et ne sont donc pas séparés.

Le spectre “single” du démonstrateur AGATA situé à 235 mm de la source est présenté sur la figure II.27(b), l’influence de l’effet Doppler est quasi négligeable, la résolution en énergie est quasi identique pour les deux réactions symétrique et asymétrique. Sur la figure II.27(c), on présente la comparaison entre les trois spectres “single” de EUROBALL et du démonstrateur AGATA à une distance de 140 mm et 235 mm de la source. La largeur à mi-hauteur du pic de 990 keV est ≈ 2 keV pour le spectre “single” du démonstrateur à 140 mm de la source légèrement plus grande que la largeur à mi-hauteur obtenue pour le démonstrateur AGATA à 235 mm. Par la suite, on compare les performances des deux multi-détecteurs uniquement avec la réaction symétrique, ce qui représente le cas le plus défavorable pour EUROBALL.

★ **Distribution de “Fold”** Comme présenté dans la section II-2.4.e, le spectre “single” n’est pas suffisant pour identifier les transitions γ , notamment pour la détection de transitions de très faible intensité ou les transitions dont les énergies sont très proches. Il faut, dans l’analyse, construire la matrice de coïncidence double (ou d’ordre plus élevé) avec les événements détectés. Nous appelons le “Fold” le nombre de rayonnements γ d’un événement détecté en coïncidence par le multi-détecteur. La distribution en “Fold” d’EUROBALL et du démonstrateur AGATA est présentée dans la figure II.28. A chaque fois 3.10^6 événements ($\langle \text{Fold} \rangle = 7.66$) sont générés.

En diminuant la distance entre la cible et le démonstrateur AGATA de 235 mm à 140 mm, on augmente la probabilité de détecter des événements de plus haute multiplicité. Ce fait est très important car il permet d’augmenter les statistiques dans la matrice $\gamma - \gamma$ et par conséquent les statistiques dans les spectres conditionnés. A

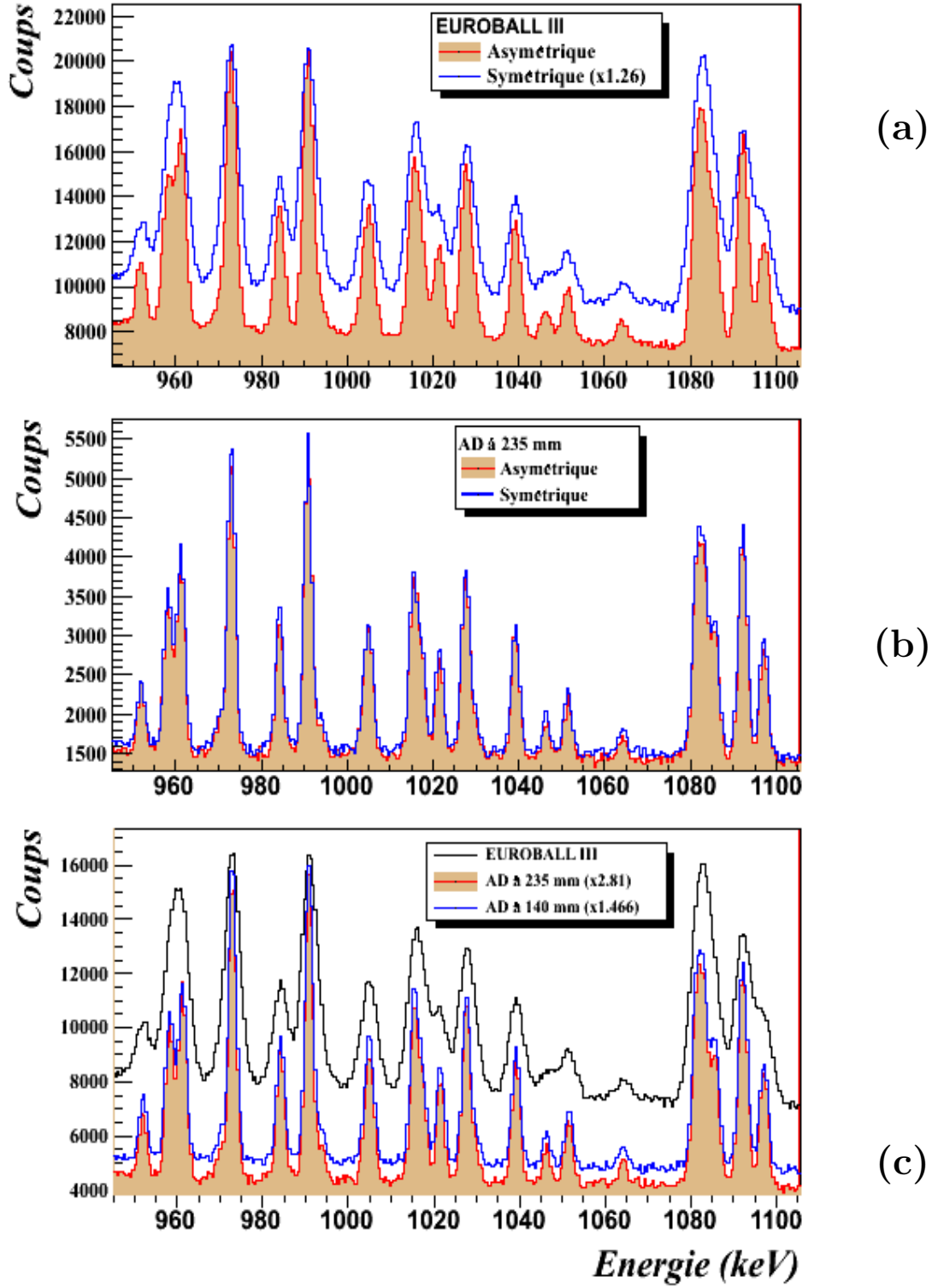


FIGURE II.27 – Spectre “single” des multi-détecteurs EUROBALL (a) et du démonstrateur AGATA (b) pour les deux réactions symétrique et asymétrique. La comparaison des trois spectres est présentée sur la figure (c). La normalisation est faite pour le pic de 990 keV.

cause de la plus faible couverture angulaire du démonstrateur AGATA en comparaison avec EUROBALL, la possibilité de détecter des événements de haute multiplicité reste cependant plus faible. Pourtant, le nombre d'événements de "Fold" supérieur à un permet d'envisager une analyse en coïncidence double pour la distance la plus proche (140 mm). Par la suite, cette distance de 140 mm de la source au démonstrateur AGATA est choisie pour la simulation.

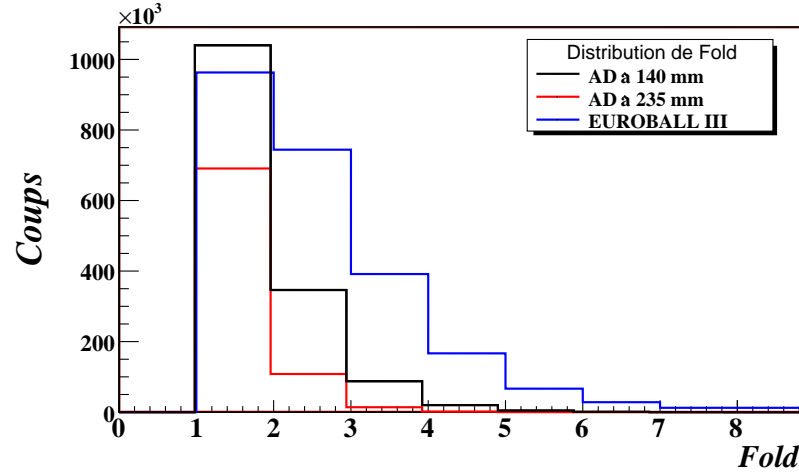


FIGURE II.28 – Distribution du nombre des rayonnements γ détectés (Fold) et reconstitués par EUROBALL et par le démonstrateur AGATA (AD).

★ **Projection de la matrice $\gamma - \gamma$** La largeur et la position de la fenêtre (la "gate") avec laquelle nous projetons la matrice $\gamma - \gamma$ sont choisies à partir de la projection totale de la matrice avec une largeur de la "gate" égale, en général, à la largeur à mi-hauteur du pic : la qualité du spectre conditionné dépend fortement de la "gate" qu'on a choisi. Si le pic sur lequel nous plaçons la "gate" est bien isolé, le spectre conditionné qu'on obtient contient uniquement les transitions en coïncidence. A cause de la contamination des transitions dont l'énergie est très proche de l'énergie du pic sur lequel nous avons choisi la "gate", le spectre conditionné obtenu est moins propre et présente des transitions non corrélées à la transition que l'on étudie. Plus la résolution et le rapport Pic/Total sont bons, plus le spectre conditionné obtenu est propre.

La figure II.29 représente le spectre d'énergie de projection totale de la matrice $\gamma - \gamma$ de EUROBALL et du démonstrateur AGATA. La normalisation est faite pour la transition de 1281 keV, le coefficient de normalisation est égal 4 pour le spectre du démonstrateur AGATA. Autour de 1217 keV, on a une transition de 1215.9 keV ($35^- \rightarrow 33^-$) de la bande rotationnelle R3 contaminée par la transition de 1217.7 keV ($36^- \rightarrow 34^-$) de la bande rotationnelle R2 et la transition de 1221.3 keV ($38^+ \rightarrow 36^+$) de la bande rotationnelle R1 du noyau ^{152}Dy . Les deux premières transitions sont

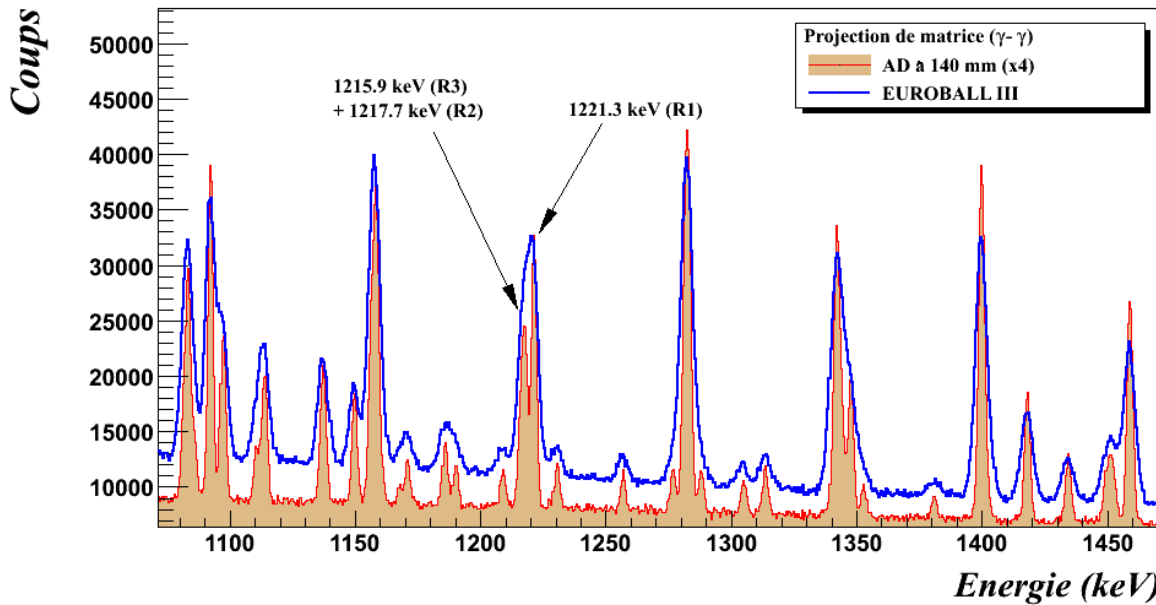


FIGURE II.29 – Une partie de la projection totale des matrices $\gamma - \gamma$ pour le démonstrateur AGATA et EUROBALL, 3.10^7 événement sont générés pour chaque cas.

très proches et ne peuvent pas être distinguées sur le spectre. La troisième est bien identifiée dans le spectre correspondant à AGATA. Sur le spectre d'EUROBALL, les trois transitions forment un tout, et peuvent difficilement être résolues.

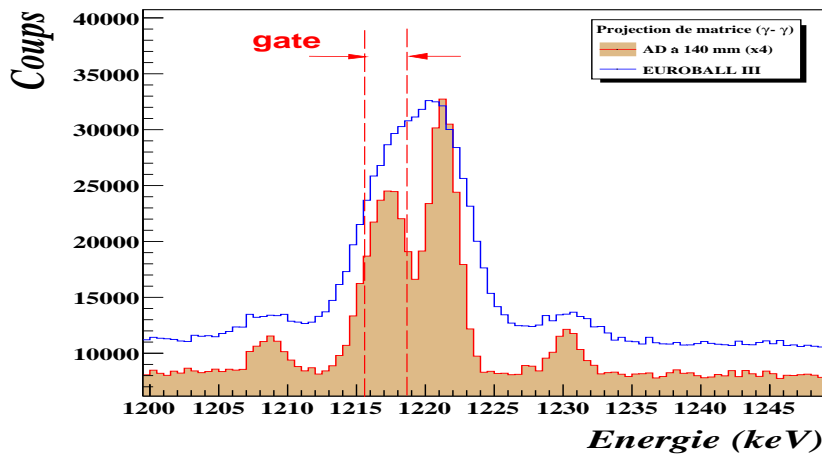


FIGURE II.30 – Les fenêtres placées pour projeter sur la matrice $\gamma - \gamma$.

Pour avoir le spectre des transitions de la bande rotationnelle R2, la matrice $\gamma - \gamma$ est projetée avec une fenêtre placée sur la transition de 1217.7 keV. La figure II.30 représente la fenêtre choisie (largeur à mi-hauteur) pour la projection de matrice $\gamma - \gamma$ d'EUROBALL (bleu) et démonstrateur AGATA (rouge). On voit bien qu'il est plus aisé de choisir précisément la largeur de la "gate" sur le spectre d'AGATA. Même en

utilisant cette définition de fenêtres il apparaît évident qu'une partie conséquente du pic correspondant à la transition 1221.3 keV est aussi sélectionnée. Dans le spectre conditionné obtenu pour EUROBALL, les transitions γ en coïncidence avec ces trois transitions sont présentes. Par contre, pour le démonstrateur AGATA, la fenêtre couvre uniquement le pic de 1217 keV (ce pic lui même est constitué de deux composantes 1217.7 keV et 1215.9 keV) : on a alors juste les transitions des bandes rotationnelles R2 et R3 en coïncidence avec ces deux transitions.

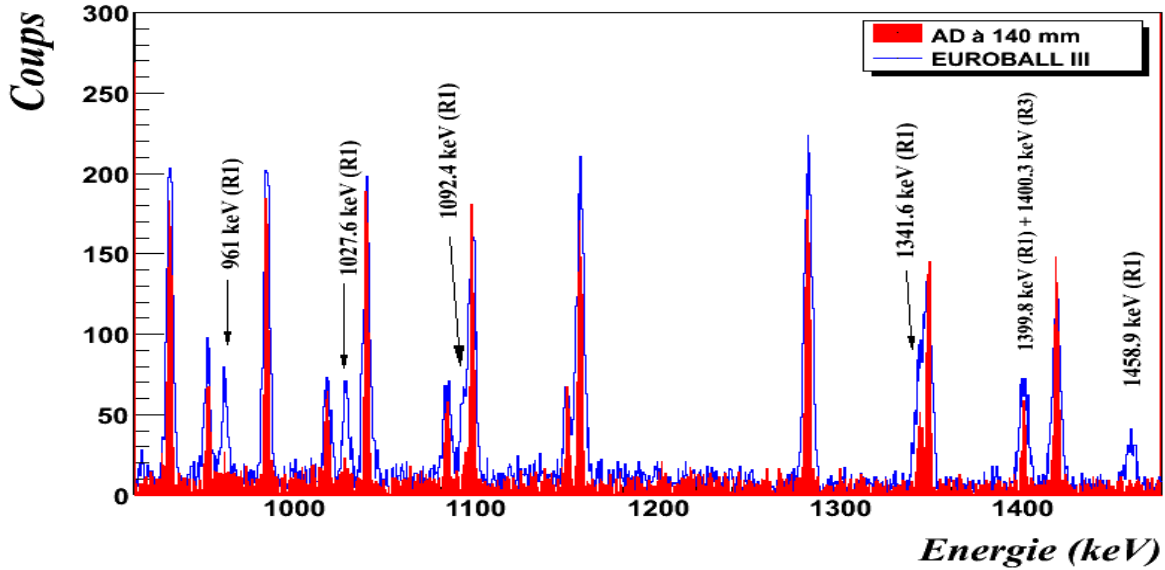
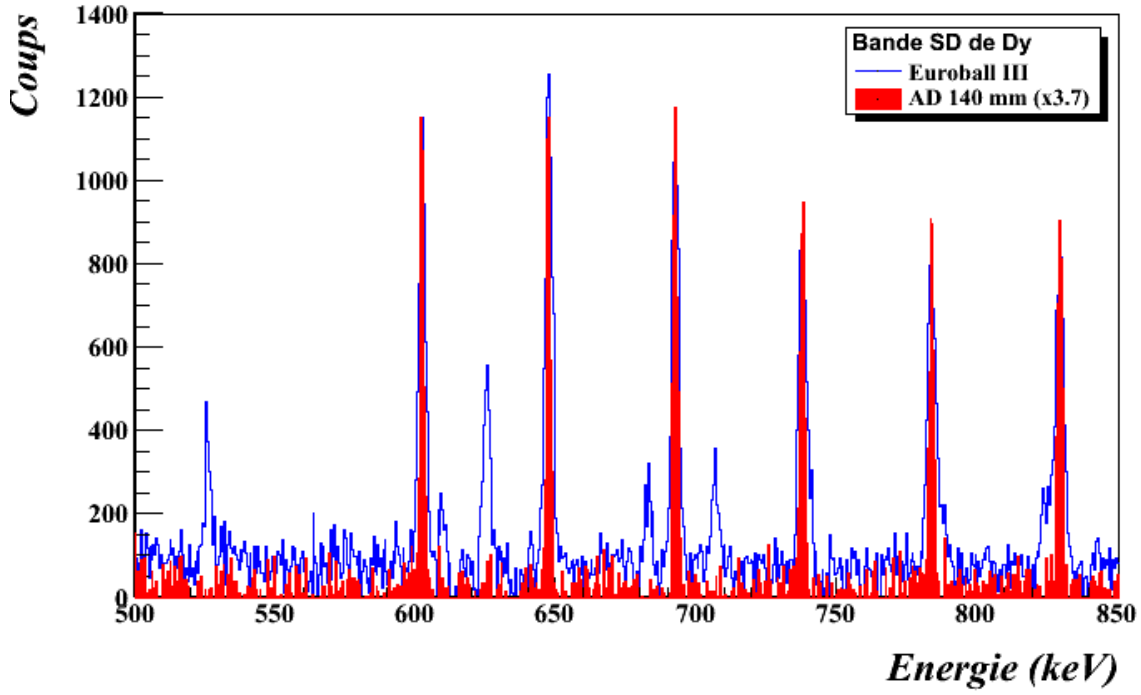
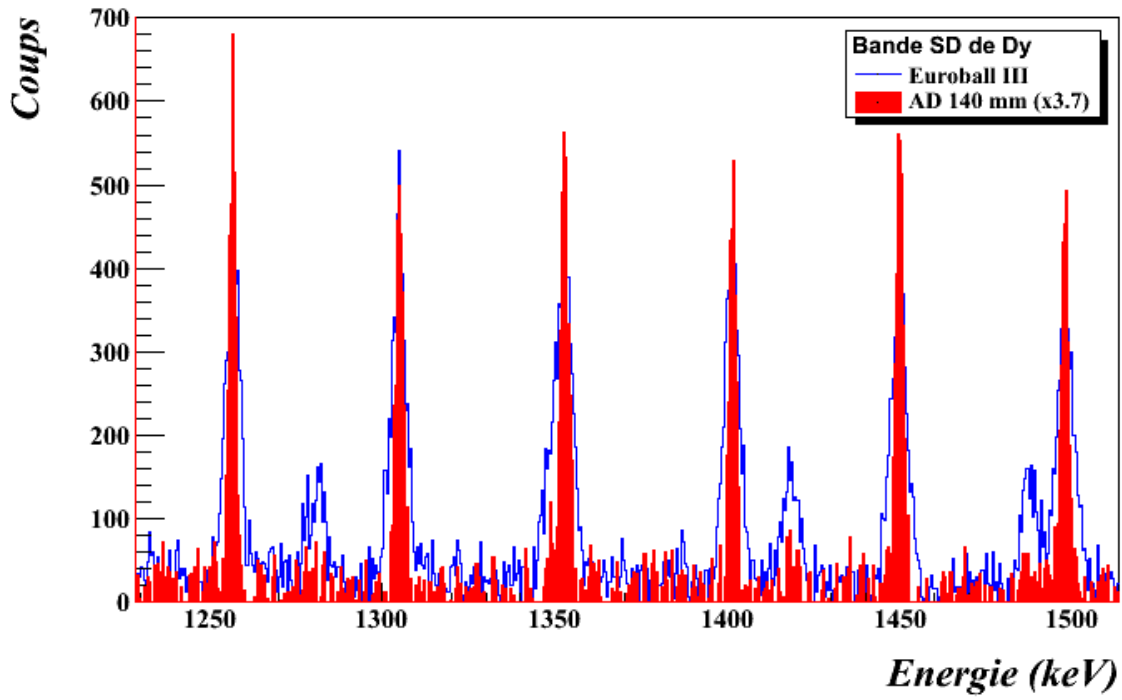


FIGURE II.31 – Spectre conditionné (gate placée sur 1217 keV) d'EUROBALL et du démonstrateur AGATA situé à 140 mm de la source.

Les spectres conditionnés sont présentés sur la figure II.31. Pour illustrer la grande sélectivité d'AGATA, la comparaison est faite dans une hypothèse très restrictive : les fenêtres sont choisies avec la même largeur pour les deux cas et placées autour de 1217 keV. La normalisation se fait sur le maximum du pic d'énergie 1100 keV, le coefficient de normalisation est égal 2 pour le spectre du démonstrateur AGATA. Dans les spectres obtenus, on a les transitions de la bande rotationnelle R2 (les transitions les plus intenses), et R3 en coïncidence avec les transitions 1215.9 keV et 1217.7 keV des bandes rotationnelles R3 et R2 respectivement. La contamination de la bande R1 est beaucoup plus importante pour le spectre d'EUROBALL. Ce sont des pics qu'on veut éliminer car ils correspondent à des transitions non-corrélées aux bandes R1 et R3. Le spectre conditionné obtenu avec démonstrateur AGATA est très propre, la contamination des transitions de la bande rotationnelle R1 est éliminée et les transitions en coïncidence sont bien identifiées.



(a)



(b)

FIGURE II.32 – Bande super-déformée du ^{152}Dy reconstruite par EUROBALL (bleu) et AGATA démonstrateur (rouge) à 140 mm de la source : (a) à basse énergie, (b) à haute énergie.

★ **Bande superdéformée** La bande superdéformée du noyau ^{152}Dy a des transitions de faibles intensités relatives ($\approx 2\%$) et la multiplicité de la cascade de rayonnements γ est assez haute (≈ 25). La faible intensité des transitions et la haute valeur de la multiplicité de la cascade de rayonnements γ provoquent des difficultés pour identifier les transitions. De plus, dans la bande superdéformée, il y a des transitions dont l'énergie est très proche de celles des transitions dans les bandes rotationnelles ayant une intensité relative assez grande. Pour cela, dans l'analyse, la matrice $\gamma - \gamma$ est projetée avec des fenêtres placées sur un ensemble de pics correspondant aux transitions de la bande superdéformée les plus propres possibles.

La figure II.32 montre un exemple de la comparaison entre les spectres en énergie de la bande superdéformée du noyau ^{152}Dy reconstruits par les deux multi-détecteurs. Dans les deux cas, les mêmes fenêtres sont choisies pour projeter la matrice $\gamma - \gamma$. La largeur des fenêtres est la largeur à mi-hauteur des pics correspondant sur le spectre en énergie. Pour le démonstrateur AGATA, le spectre conditionné est beaucoup plus propre et présente moins de contaminations.

II.3 Conclusions du chapitre

Les principes généraux de détection des rayonnements γ ont été rappelés et illustrés pour le cas des semi-conducteurs à base de Germanium. Les caractéristiques des multi-détecteurs de rayonnements γ futurs et actuels ont été exposées en insistant sur leurs différences. Des simulations ont été effectuées en utilisant un générateur d'événements réalistes, pour comparer la fonction de réponse d'un multi-détecteur de génération actuelle à celle de AGATA.

Pour la simulation, nous avons utilisé le code AGATA qui est basé sur GEANT4. La géométrie d'EUROBALL a été construite et implémentée dans ce code. La simulation a été faite avec deux types de multi-détecteur, le multi-détecteur EUROBALL et le démonstrateur à deux distances de la source : 235 mm (correspondant à une géométrie complète) et 140 mm (la première phase du démonstrateur AGATA).

Pour caractériser les deux types de multi-détecteur et pour valider la géométrie du multi-détecteur EUROBALL construite dans ce travail, la simulation est réalisée dans des conditions simples où les paramètres de la source d'émission de rayonnements γ sont bien définis, les cascades de rayonnements γ sont très simples et la position des interactions est détectée avec une bonne précision (≈ 5 mm). Les résultats obtenus montrent une meilleure performance du démonstrateur AGATA (à 140 mm de la source) ce qui concerne le rapport Pic/Total et la résolution en énergie sous faisceau. A une énergie de 1 MeV et une multiplicité $M_\gamma = 30$, le rapport Pic/Total est 50% pour EUROBALL et 60% pour AGATA démonstrateur (soit 20% supérieur pour le démonstrateur AGATA). Plusieurs études ont été faites avec différentes vitesses de la

source $\beta = 2.3\%, 4.8\%$. La résolution en énergie d'EUROBALL est affectée fortement par l'élargissement Doppler (de 3.5 keV à 4.7 keV à l'énergie 1.3 MeV lorsque la valeur β augmente de 2.3% à 4.8%). Par contre, nous avons une faible dégradation de la résolution en énergie pour AGATA (à l'énergie 1.3 MeV, elle reste égale à 2.3 keV pour les deux valeurs de β).

La simulation avec des événements réalistes donne une meilleure efficacité de détection des événements à haute multiplicité ("Fold" ≥ 2) pour le démonstrateur AGATA à 140 mm que pour le démonstrateur AGATA à 235 mm. Le déplacement de AGATA démonstrateur plus proche de la source (de 235 mm à 140 mm) n'affecte pas beaucoup la résolution en énergie du multi-détecteur. Pour la première phase d'AGATA, la distance à 140 mm est envisageable même pour les événements de haute multiplicité. A cause de la faible ouverture angulaire total du démonstrateur AGATA, seules des matrices de coïncidences doubles ont été construites. Les comparaisons effectuées avec une même méthode d'analyse montrent que les spectres obtenus avec le démonstrateur AGATA sont beaucoup plus propres, c'est-à-dire, avec moins de fond et moins de contamination que du multi-détecteur EUROBALL.

La comparaison des performances des deux types de multi-détecteur est limitée aux "Fold" 2 car la couverture angulaire pour le démonstrateur est insuffisante pour obtenir des "Fold" plus élevés (voir figure II.28). Avec les données d'EUROBALL, il serait possible de créer des spectres de coïncidences d'ordre supérieur ($\gamma\gamma\gamma$ par exemple) de meilleure qualité. Il serait intéressant d'étudier à partir de combien de triple "cluster" la configuration d'AGATA devient supérieure à celle d'EUROALL quelque soit l'ordre de coïncidence.

Les résultats de nos simulations permettent d'envisager une expérience test, pour le démonstrateur AGATA, basée sur la réaction symétrique :



Si de haut taux de comptage auprès d'AGATA sont réalisables, il serait alors intéressant de vérifier s'il est possible d'observer le phénomène rare de superdéformation dans le noyau ${}^{152}\text{Dy}$, la réaction symétrique favorisant l'observation d'une telle bande rotationnelle. La recherche en environnement réel de structure de faible intensité constitue aussi un test important pour l'algorithme de "Tracking".

Chapitre III

La recherche de la symétrie tétraédrique dans le noyau ^{156}Gd

Sommaire

III.1 Les motivations physiques	96
III-1.1 L'énergie totale du noyau ^{156}Gd	96
III-1.2 Le spin du noyau ^{156}Gd	97
III-1.3 Les indices expérimentaux	98
III.2 Présentation de l'expérience	99
III-2.1 Le but de l'expérience	99
III-2.2 La réaction	99
III-2.3 Le multi-détecteur JUROGAM	100
III-2.4 Électronique	101
III.3 Analyse des données	102
III-3.1 Calibration en temps	102
III-3.2 Calibration en énergie	105
III-3.3 Cube $\gamma - \gamma - \gamma$	108
III.4 Résultats	109
III-4.1 Identification des transitions	109
III-4.2 Les intensités relatives des transitions	114
III-4.3 Calcul des rapports d'embranchement $B(E2)/B(E1)$	119
III-4.4 La multipolarité des transitions nouvelles	121
III.5 Conclusions du chapitre	128

Comme présenté dans le chapitre I, les calculs théoriques [Dudek07b, Dudek06] montrent qu'il existe des nombres magiques tétraédriques pour les neutrons et les protons. Les noyaux possédant ces nombres de protons et/ou de neutrons sont plus stables pour la déformation tétraédrique et sont, théoriquement, les meilleurs candidats pour la recherche d'une telle symétrie. Expérimentalement, l'absence des transitions intra-bandes E2 à bas spin des bandes de parité négative est une signature possible de la symétrie tétraédrique. L'effet d'appariement et/ou l'excitation de quasi-particules peuvent favoriser la présence de minimums d'énergie dans les noyaux qui se trouvent au voisinage des noyaux magiques. Dans ce chapitre seront présentés les travaux expérimentaux pour traquer les signes de la présence de symétrie tétraédrique, autrement dit, l'étude de l'absence de transitions intra-bandes E2 dans les bandes de parité négative dans la région des terres rares ($A \approx 150 - 160$). Le noyau ^{156}Gd est choisi comme un bon candidat pour cette recherche comme il sera expliqué dans la suite.

L'absence de transitions intra-bandes E2 à bas spin dans la bande de parité négative à spin impair du noyau ^{156}Gd a été observée dans des recherches précédentes [Konij81, Sugaw01], mais elle n'est pas expliquée de façon satisfaisante et reste problématique. Une explication originale est l'existence de symétrie tétraédrique dans ce noyau. Dans ce chapitre, une expérience réalisée en 2007 avec le multi-détecteur JUROGAM à Jyväskylä, Finlande, est présentée. Le but principal est d'établir le plus précisément possible, le schéma de niveaux du noyau ^{156}Gd afin d'affirmer ou d'infirmer la présence de symétrie tétraédrique.

III.1 Les motivations physiques

Avant ce travail expérimental, des calculs théoriques sur plusieurs noyaux dans différentes régions de masse ont été effectués par les théoriciens du groupe de physique théorique de Strasbourg. Ces calculs permettent d'estimer l'occurrence de noyaux tétraédriques dans les différentes régions de masse.

Une étude bibliographique a permis de cibler les noyaux les plus prometteurs pour une étude expérimentale.

III-1.1 L'énergie totale du noyau ^{156}Gd

Comme indiqué dans le chapitre I, pour les noyaux avec une symétrie purement tétraédrique, il existe des minimums d'énergie potentielle à une valeur nulle de la déformation quadrupolaire $\alpha_{2\mu}$ et donc une absence du moment quadrupolaire $Q_{2\mu}$. D'une façon analogue à la section I-2.4, un calcul multi-dimensionnel a été effectué pour déterminer les minimums d'énergie potentielle du noyau ^{156}Gd . La figure III.1 illustre

l'énergie potentielle du noyau ^{156}Gd en fonction de la déformation quadrupolaire et tétraédrique. On observe deux minimums qui sont de l'ordre de 3 MeV plus faibles que le minimum associé à la forme sphérique.

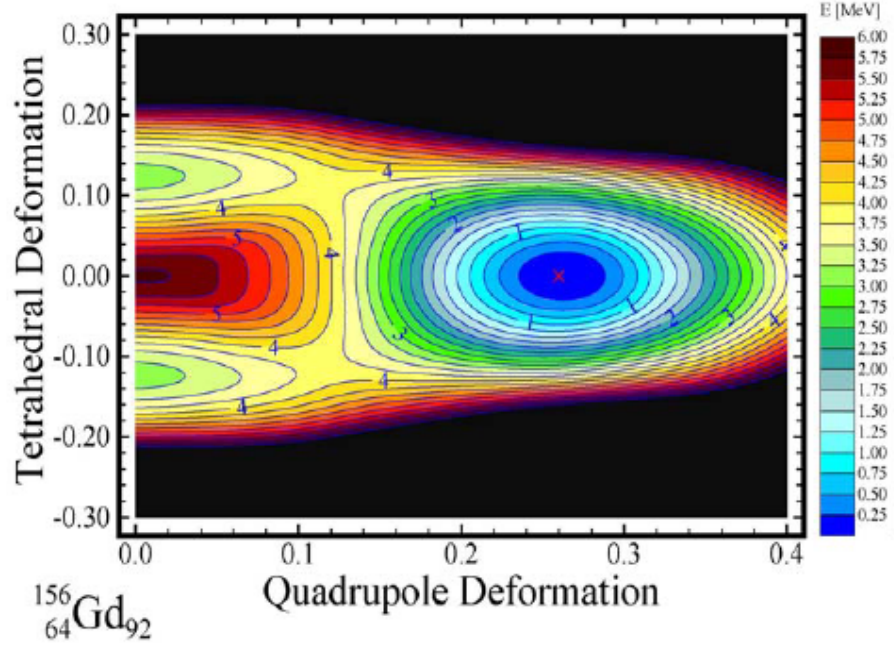


FIGURE III.1 – L'énergie totale du noyau ^{156}Gd en fonction de la déformation quadrupolaire (α_{20}) et de la déformation tétraédrique (α_{32}) [Dudek06].

III-1.2 Le spin du noyau ^{156}Gd

La figure III.2 représente l'évolution du spin en fonction de la fréquence de rotation du noyau ^{156}Gd pour différentes configurations. Le calcul est effectué en utilisant le modèle de “cranking” avec le potentiel déformé de Woods-Saxon [Dudek07b]. Les points sont des données expérimentales, les courbes représentent le résultat de calculs théoriques pour : une déformation tétraédrique $t_1 = \alpha_{32} = 0.1$ et octaédrique $o_1 = \alpha_{40} = 0.08$ ¹, une déformation octupolaire avec une composante quadrupolaire $\alpha_{20} = 0.07$, la déformation quadrupolaire de l'état fondamental $\alpha_{20} = 0.25$ avec une partie de déformation hexadécapolaire $\alpha_{40} = 0.03$. L'évolution calculée dans le cas d'une déformation tétraédrique est plus proche des données expérimentales, surtout à haut spin. Cette comparaison suggère une influence de la symétrie tétraédrique dans le noyau ^{156}Gd .

1. Les valeurs sont obtenues par le calcul multi-dimensionnel et correspondent aux minimums locaux de la surface d'énergie potentielle.

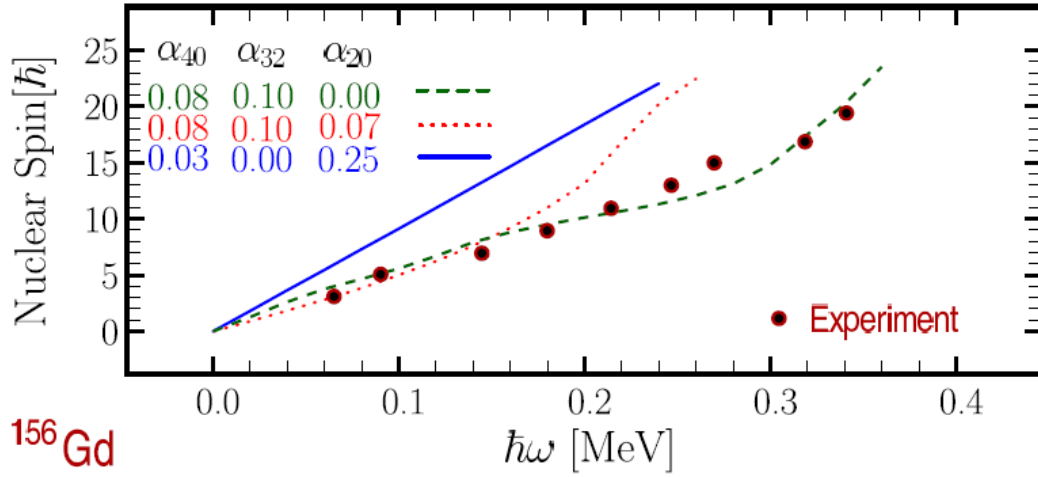


FIGURE III.2 – L'évolution du spin du noyau ^{156}Gd en fonction de la fréquence de rotation du noyau. Les données expérimentales sont comparées avec les calculs théoriques correspondant à différentes déformations du noyau ^{156}Gd (la figure est extraite de la référence [Dudek07b]).

III-1.3 Les indices expérimentaux

Dans aucune des études expérimentales sur le noyau ^{156}Gd , pour les états à bas spin $I^\pi < 9^-$, les transitions intra-bandes E2, dans la bande de parité négative de spins impairs, n'ont été observées (figure I.13). De plus, ces expériences donnent des valeurs "inhabituelles" du rapport d'embranchement $B(E2)/B(E1)$ en comparaison avec les valeurs obtenues dans le cas de bandes octupolaires par exemple pour des noyaux de la région de masse des actinides. Le tableau III.1 donne le rapport d'embranchement déterminé pour la bande supposée tétraédrique dans le noyau ^{156}Gd et pour la bande octupolaire dans le noyau ^{222}Th . Le rapport d'embranchement est de deux ordres de grandeur plus grand dans le cas de la bande de parité négative dans le noyau ^{156}Gd .

Spin (\hbar)	^{156}Gd	^{222}Th
19	50 (10)	0.3(-)
17	16 (3)	0.4 (2)
15	6 (2)	0.4 (2)
13	7 (2)	0.3 (2)
11	15 (8)	0.4 (2)
9	-	0.4 (2)
7	-	0.4 (3)

TABEAU III.1 – Le rapport d'embranchement $B(E2)/B(E1)$ (unité 10^6 fm^2).

Ce résultat montre que la bande de parité négative dans le noyau ^{156}Gd ne peut pas être considérée comme une bande vibrationnelle octupolaire normale, ce qui constitue un indice supplémentaire vers une nature tétraédrique.

III.2 Présentation de l'expérience

Les noyaux ^{156}Gd sont peuplés par réactions de fusion-évaporation induites par un faisceau de particules α . Les événements d'ordre de coïncidence supérieur à deux sont sélectionnés. Auparavant, une expérience pilote utilisant la même combinaison noyaux cible et projectile a été faite au Tandem d'Orsay avec le multi-détecteur OSCAR (Orsay Clover Array) qui est basé sur quatre détecteurs "Clovers" de type EXOGAM. L'analyse des données de cette expérience a montré que la statistique en coïncidence double n'est pas suffisante pour déterminer, avec une bonne précision, les rapports d'embranchement. Il faut des événements avec un ordre de coïncidence plus haut, ce qui est possible avec le multi-détecteur JUROGAM.

III-2.1 Le but de l'expérience

Cette expérience a été faite dans le but de traquer des transitions intra-bandes E2 dans deux bandes de parité négative du noyau ^{156}Gd jusqu'aux spins les plus bas. Une spectroscopie détaillée est attendue compte tenu du pouvoir de résolution élevé du multi-détecteur JUROGAM II. Lors que c'est possible, l'évolution du rapport d'embranchement $B(E2)/B(E1)$ en fonction du spin sera établie pour les deux bandes de parité négative.

III-2.2 La réaction

Les noyaux ^{156}Gd sont produits par la réaction de fusion - évaporation $^{154}\text{Sm}(\alpha, 2n)^{156}\text{Gd}$. Le faisceau de particules α a été choisi pour alimenter des états "non-Yrast" à bas spin du noyau ^{156}Gd . L'énergie des projectiles α , 27.5 MeV, est déterminée par la fonction d'excitation obtenue lors de l'expérience pilote réalisée à Orsay. Cette énergie permet de peupler les états de bas et moyen spin dans le noyau ^{156}Gd tout en minimisant les autres voies de réaction.

Le tableau [III.2](#) donne le taux de production de différentes voies de réaction calculé par la simulation PACE à l'énergie de projectiles $E_\alpha = 27.5$ MeV. Deux voies de réaction ($\alpha, 2n$) (92.2%) et ($\alpha, 3n$) (7.7%) sont les plus importantes. La cible ^{154}Sm est enrichie à 99.2% et à une épaisseur de 2 mg/cm². Les noyaux ^{156}Gd produits s'arrêtent dans la cible ce qui veut dire que la correction Doppler n'est pas nécessaire.

Z	N	A	Section efficace (mb)	%
64	93	^{157}Gd	1.3	0.12
64	92	^{156}Gd	961	92.2
64	91	^{155}Gd	79.9	7.7
63	93	^{156}Eu	0.3	0.03
62	91	^{153}Sm	0.3	0.03

TABLEAU III.2 – Section efficace de production des résidus d'évaporation pour la réaction $^{154}\text{Sm}(\alpha, \text{xn})$ calculé par le code de la simulation PACE.

III-2.3 Le multi-détecteur JUROGAM

Le multi-détecteur JUROGAM utilisé dans cette expérience est composé de 43 détecteurs de Germanium. L'efficacité photopie totale du multi-détecteur est 4.2% pour une énergie de 1.3 MeV. La figure III.3 est une photographie du multi-détecteur JUROGAM. La position de chaque détecteur est déterminée par trois paramètres (r, θ, ϕ) , θ étant l'angle entre la position du détecteur et la direction du faisceau. Les 43 détecteurs sont placés sur 6 couronnes faisant des angles $\theta = 157.6^\circ$ (5 détecteurs), 133.57° (10 détecteurs), 107.94° (10 détecteurs), 94.16° (5 détecteurs), 85.84° (5 détecteurs), 72.05° (8 détecteurs) par rapport à la direction du faisceau.

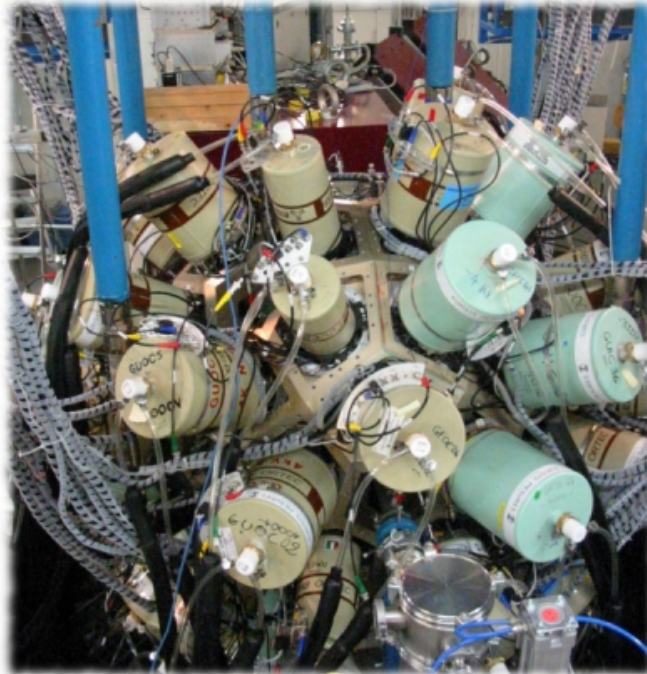


FIGURE III.3 – Le détecteur JUROGAM utilisé dans notre expérience.

III-2.4 Électronique

Dans cette expérience, les noyaux résiduels qui émettent les rayonnements γ restent dans la cible : seul les signaux des rayonnements γ “prompt” détectés par le multi-détecteur JUROGAM sont traités. C’est la première fois que deux systèmes d’acquisition sont utilisés dans la même expérience : un système basé sur une électronique analogique VXI, labellé TDR (Total Data Readout)[Lazar01] car c’est le système par défaut de JUROGAM, et un système basé sur une électronique numérique TNT2 (Tracking Numerical Treatment) [Arnol06, Riche07] ajouté à titre expérimental pour les besoins de cette expérience (mais comme nous le verrons par la suite son utilisation était prématurée par manque de mise au point). Les deux systèmes sont utilisés en mode “Triggerless”. Pour des conditions similaires, la chaîne d’acquisition numérique enregistre 36% [Piot08] d’événements de plus que la partie analogique. Les données sont visualisées dans la salle de contrôle par l’interface (Multi Instance Data Acquisition System - MIDAS)[MIDAS] pour TDR et (TNT USB Control - TUC) pour TNT. Ces interfaces permettent de contrôler le fonctionnement des deux systèmes d’acquisitions.

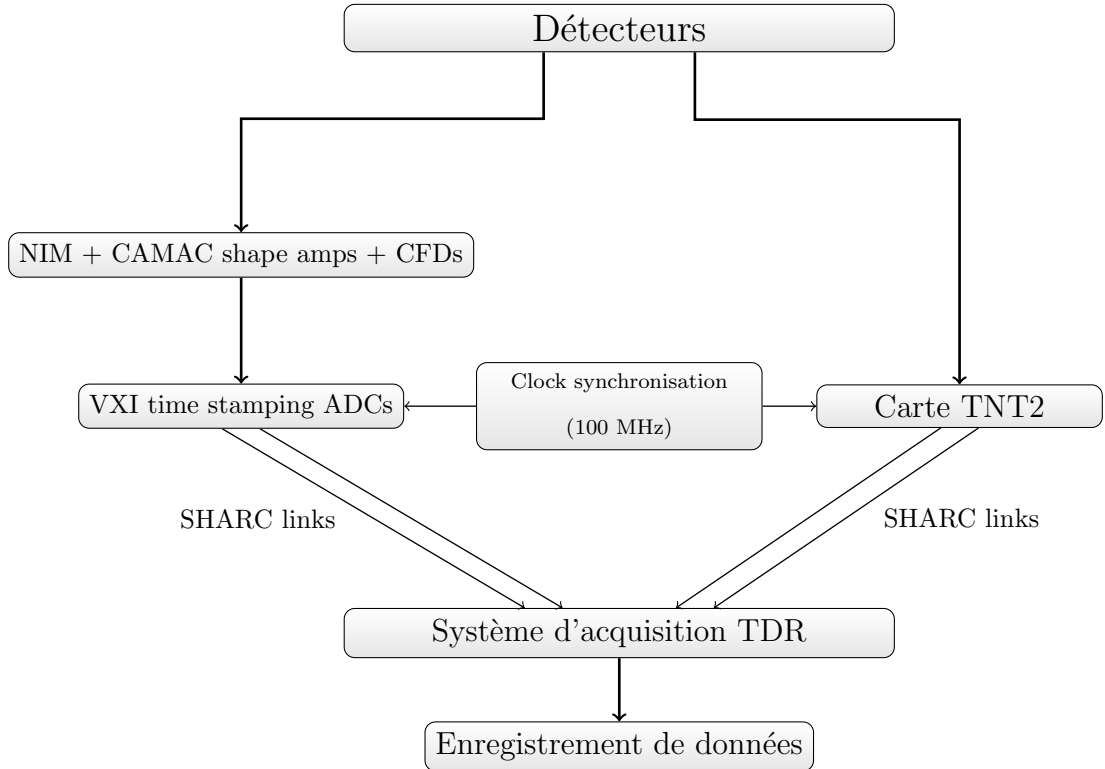


FIGURE III.4 – Le diagramme du système électronique et d’acquisition de JUROGAM pour notre expérience.

La figure III.4 schématise l’électronique et le système d’acquisition de JUROGAM.

Pour la partie TDR, les signaux analogiques des détecteurs sont amplifiés et passent par un Discriminateur à Fraction Constante (CFD). Cette chaîne est composée de modules électroniques NIM/CAMAC. Les signaux passent ensuite par la carte VXI ADC et à chaque signal est ajoutée une information de temps (le “time stamp”). La carte “logic Clock” génère des impulsions à 100 MHz pour la synchronisation. Les données sont marquées par un identificateur unique qui permet de connaître le type de donnée et le détecteur qui l’a produite. Les données sont envoyées par le “SHARC links” au système d’acquisition qui ordonne les données en temps. Pour la partie électronique numérique, les signaux analogiques des détecteurs, après avoir été amplifiés par le pré-amplificateur, sont envoyés à la carte TNT2. Les signaux sont numérisés puis traités par deux algorithmes (CFD et ADC). La synchronisation des signaux est aussi faite par la carte “logic Clock”. Les données sont envoyées par le “SHARC links” au système d’acquisition pour y être ordonnées en temps. A la fin, ces données sont enregistrées sur support magnétique (disque) pour l’analyse.

III.3 Analyse des données

Notre expérience a été faite en mode “Triggerless”. A la sortie des détecteurs, on a les informations sur le numéro du détecteur touché, le temps absolu qui donne le moment où le rayonnement γ a été détecté (le “time stamp”) et l’énergie non calibrée déposée par le rayonnement γ . Les événements en coïncidence sont reconstruits “offline” par les algorithmes grâce au “time stamp” : ces algorithmes permettent de regrouper des détecteurs touchés dans un même intervalle de temps (fenêtre en temps). La reconstruction des événements par les algorithmes dépend fortement de la référence en temps des détecteurs. Dans notre expérience, les références en temps ne sont pas les mêmes pour les 43 détecteurs. Ceci conduit à effectuer une calibration en temps pour bien reconstruire les événements corrélés.

III-3.1 Calibration en temps

Dans notre expérience, les données sont enregistrées ordonnées en temps $[\dots, (id_i, t_i, e_i), \dots, (id_j, t_j, e_j), \dots]$, la différence de temps entre deux événements i et j est l’intervalle de temps avec lequel l’événement j est détecté après l’événement i . Pour reconstruire les événements en coïncidence, on sélectionne tous les événements détectés dans un intervalle de temps donné ΔT . Cet intervalle de temps ΔT peut varier de quelques dizaines de nano secondes à quelques centaines de nano secondes. Pour que cette méthode marche, il faut que les références en temps de tous les détecteurs soient les mêmes. Dans le cas contraire, le temps t_i d’un événement n’est pas son temps absolu marquant le moment où l’événement est détecté, mais la somme de son temps absolu

et de sa référence en temps $t_i = t_{abs} + T_{id_i}$. Dans un paquet de données regroupées on peut ainsi avoir des événements non-corrélés. Pour bien reconstruire les événements corrélés, on a déterminé la différence de références en temps $\Delta T_{id_n, id_m} = T_{id_m} - T_{id_n}$ de chaque couple de détecteurs n, m .

Pour chaque événement détecté par le détecteur n ($id_i = n, t_i, e_i$) nous allons chercher, parmi les événements détectés par le détecteur m ($id_j = m, t_j, e_j$), l'écart moyen (Δt_{ij}) correspondant aux événements corrélés. Pour déterminer cette différence de références en temps pour chaque couple de détecteurs n et m , nous avons construit les spectres représentant la distribution de ces événements détectés par le détecteur m , n étant la référence. Cette distribution a une forme gaussienne et la différence de références en temps de deux détecteurs n et m ($\Delta T_{id_n, id_m}$) est déterminée par sa valeur moyenne. Pour les 43 détecteurs, on a ainsi construit les C_{43}^2 distributions.

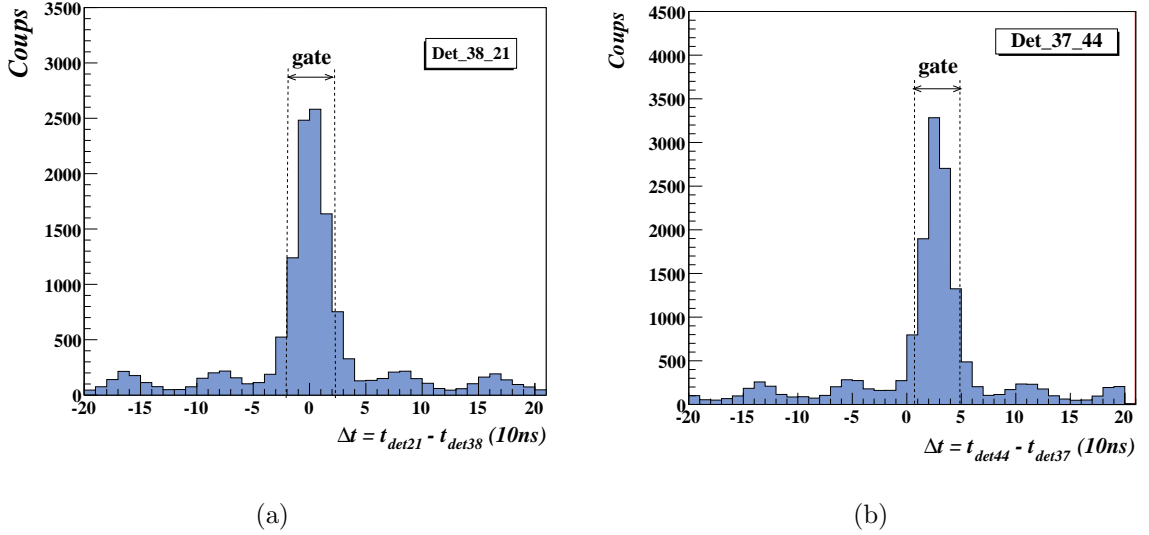


FIGURE III.5 – Les spectres en temps de deux couples de détecteurs : les numéros 38 et 21 avec $\Delta T_{38,21} = 0 \text{ ns}$ (a), les numéros 37 et 44 avec $\Delta T_{37,44} \approx 27 \text{ ns}$ (b). Une fenêtre en temps indique l'intervalle de temps (ΔT) utilisé pour sélectionner les événements en coïncidence pour le couple de détecteurs considéré.

La figure III.5 donne deux spectres en temps pour deux couples de détecteurs. Pour les deux détecteurs ayant les numéros 38 et 21, la différence de temps est $\Delta T_{38,21} = 0 \text{ ns}$ et on a une distribution gaussienne autour de zéro. Une fenêtre en temps (une “gate”) est définie pour sélectionner les événements en coïncidence, la largeur de la fenêtre est la largeur à mi hauteur du pic dans le spectre soit $[-20 \text{ ns}, 20 \text{ ns}]$. Deux événements détectés par deux détecteurs 38 et 21 ayant une différence de temps $-20 \text{ ns} < \Delta t < 20 \text{ ns}$ seront considéré être en coïncidence. La figure III.5(b) donne le spectre en temps du couple de détecteurs 37 et 44, la valeur moyenne est $\Delta T_{37,44} \approx 27 \text{ ns}$. Les événements détectés par

ces deux détecteurs ayant une différence de temps $7\text{ ns} < \Delta t < 50\text{ ns}$ seront considérés être en coïncidence.

Dans cette expérience, les réactions sont induites par les paquets très courts des particules α . Pour chaque distribution dans la figure III.5, le grand pic représente la distribution des événements en coïncidence réelle, les petits pics des deux cotés du grand pic sont créés à cause de la coïncidence fortuite entre les événements γ induits par des différents paquets de faisceau. La différence de temps entre deux pics est de l'ordre de 80 ns, ce qui correspond à la fréquence du cyclotron.

Nous aurions pu procéder différemment pour reconstruire les événements corrélés. Nous aurions pu également corriger les temps de tous les détecteurs en choisissant un seul détecteur comme référence et faire la correction en temps globalement sur tout le jeu de données. Nous aurions du produire de nouveau jeu de données et les événements en coïncidence reconstruits en regroupant les événements détectés dans un même intervalle de temps ΔT . Dans notre expérience, nous avons environ 2 TB de données, cette méthode n'a pas été utilisée car il aurait fallu doubler le jeu de données initial.

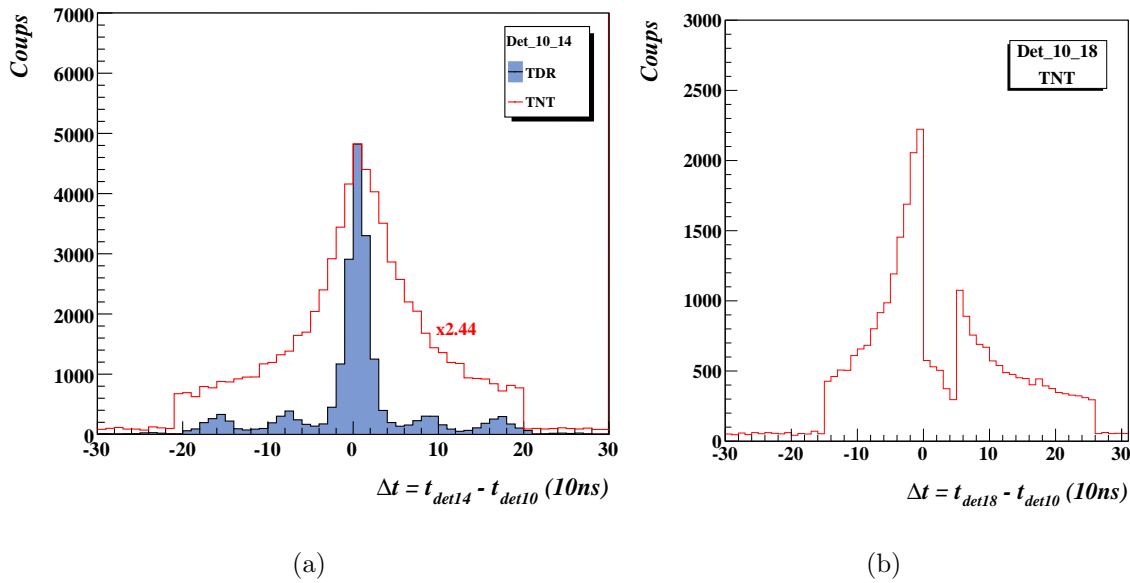


FIGURE III.6 – La résolution en temps de l'électronique TNT et TDR.

Plus la largeur à mi-hauteur du pic dans le spectre en temps est faible, plus la résolution en temps est bonne et on peut ainsi éliminer des événements non-corrélés. La figure III.6(a) compare les spectres en temps du couple de détecteurs 10 et 14 obtenus avec les données de deux systèmes d'acquisition TDR et TNT. Pour les données TDR, la résolution en temps est bien meilleure que pour les données TNT, la largeur de la fenêtre en temps est de l'ordre de 50 ns pour TDR en comparaison avec une largeur de la fenêtre en temps de 150 ns pour TNT ce qui n'est pas normal et dénote un manque

de mise au point par faute de temps. Grâce à cette meilleure résolution en temps, pour des données TDR, on peut sélectionner plus précisément des événements en coïncidence et aussi mieux éliminer des événements non-corrélés que pour les données TNT.

La figure III.6(b) donne un autre exemple de spectres en temps obtenus avec les données TNT. Pour ce couple de détecteurs, on obtient dans le spectre en temps deux pics différents dont la différence de temps est de l'ordre de la différence de temps entre deux paquets du faisceau (≈ 80 ns). De tels spectres en temps (représente une part non négligeable) peuvent difficilement être exploités pour construire des événements en coïncidence. L'apparition de deux grands pics dans le spectre provient probablement du filtrage opéré par l'“Event Builder” qui, du fait de la mauvaise résolution intrinsèque, à mixer les événements issus de réactions induites pas deux paquets de faisceau différents.

Cette mauvaise résolution pour les données TNT ne nous a pas permis d'exploiter pleinement ces données. Dans les expériences actuelles utilisant les cartes TNT2, de nouveaux réglages ont été fait qui permettent une meilleure résolution en temps.

III-3.2 Calibration en énergie

Pour reconstruire les énergies des rayonnements γ , il faut faire la calibration en énergie. Dans un premier temps, une pré-calibration est faite avec la source ^{60}Co ($T_{1/2} = 5.27$ ans[Anton02]) qui émet des rayonnements γ d'énergie 1173 keV et 1333 keV (figure III.7(a)). La pré-calibration permet de déterminer, pour chaque détecteur, les paramètres de la fonction linéaire liant l'énergie E et le numéro du canal K correspondant :

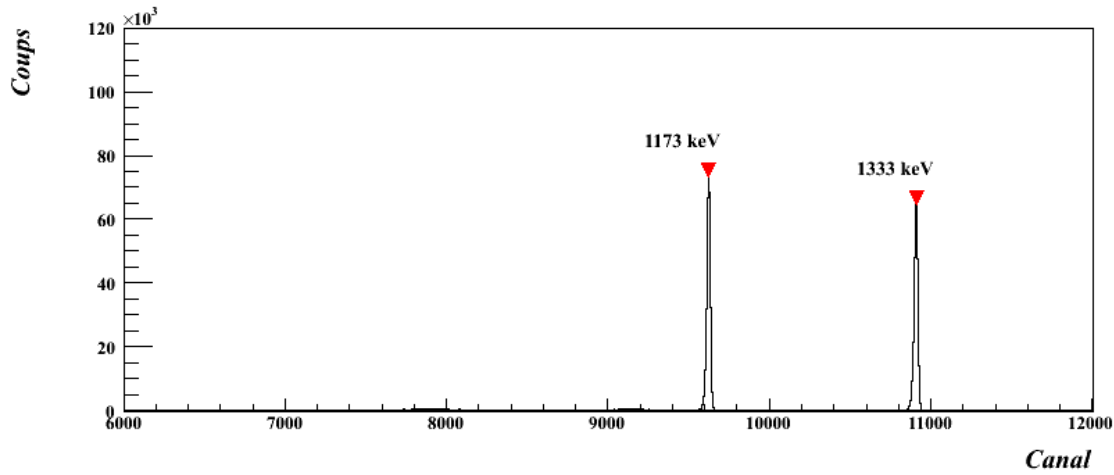
$$E = a_0 + b_0 K \quad (\text{III.1})$$

Le spectre de la source ^{60}Co était très simple, cette étape peut “faussement” et efficacement être automatisée. Expérimentalement, la réponse des détecteurs Germanium n'est pas toujours une fonction linéaire de l'énergie et cette fonction ne permet donc pas de déterminer précisément les énergies des rayonnements γ . Il est alors nécessaire d'utiliser un polynôme d'ordre supérieur :

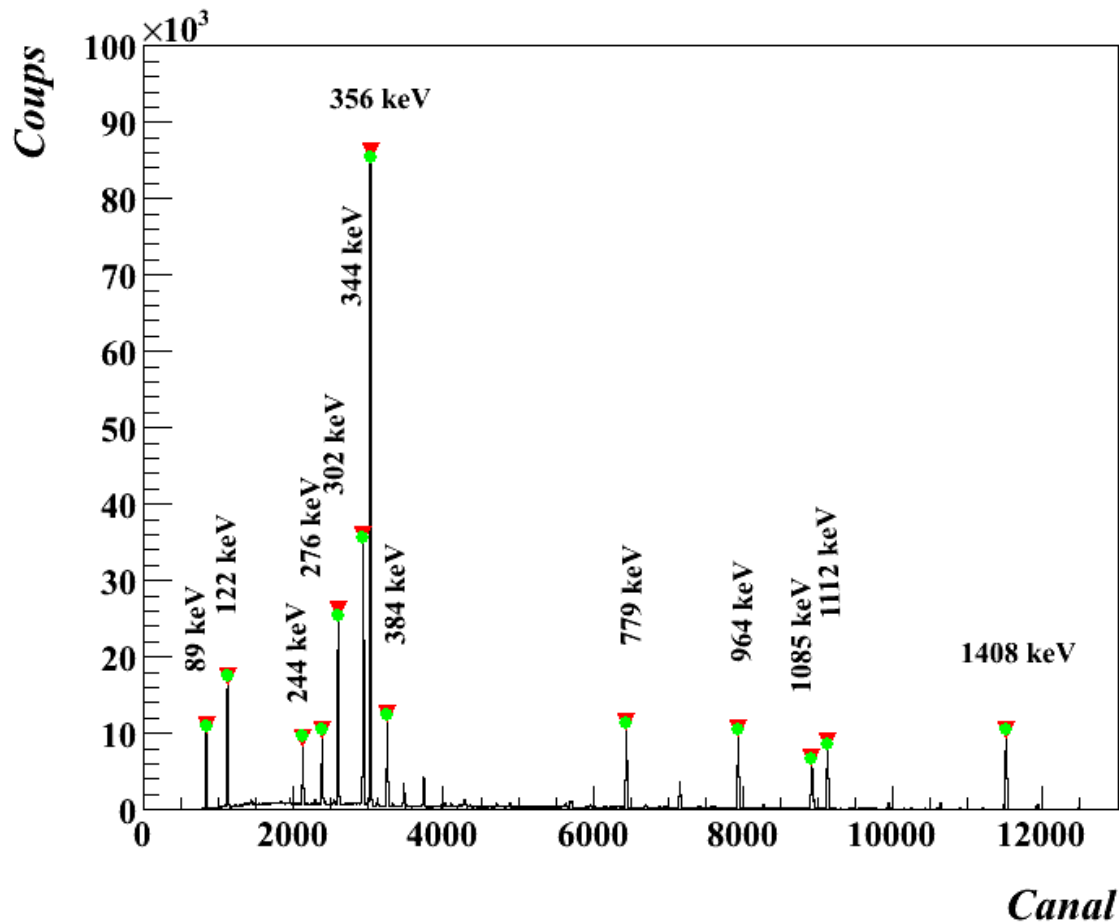
$$E = a + bK + cK^2 \quad (\text{III.2})$$

La calibration est alors faite avec les sources ^{152}Eu et ^{133}Ba . La figure III.7(b) donne le spectre d'énergie non-calibré d'un seul détecteur avec les transitions des sources ^{152}Eu et ^{133}Ba . Les 13 transitions les plus intenses émises par les sources ont été choisies pour la calibration. Les paramètres a_0 et b_0 dans l'équation III.1, obtenus par la pré-calibration, permettent de simplifier de ces 13 pics parmi la liste des pics trouvés par un algorithme de recherche (triangle dans la figure) appliquée au spectre calibré ce qui rend aussi cette deuxième phase quasi automatisée (figure III.7(b)). Cette calibration

en énergie donne les valeurs des paramètres a , b , c dans l'équation III.2 et permet de reconstruire les énergies exactes des rayonnements γ détectés.

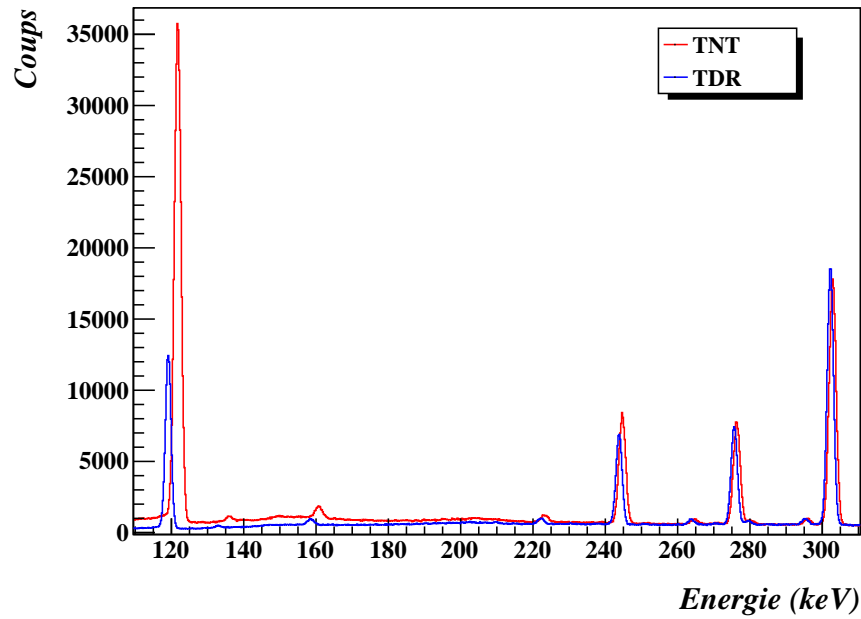


(a)

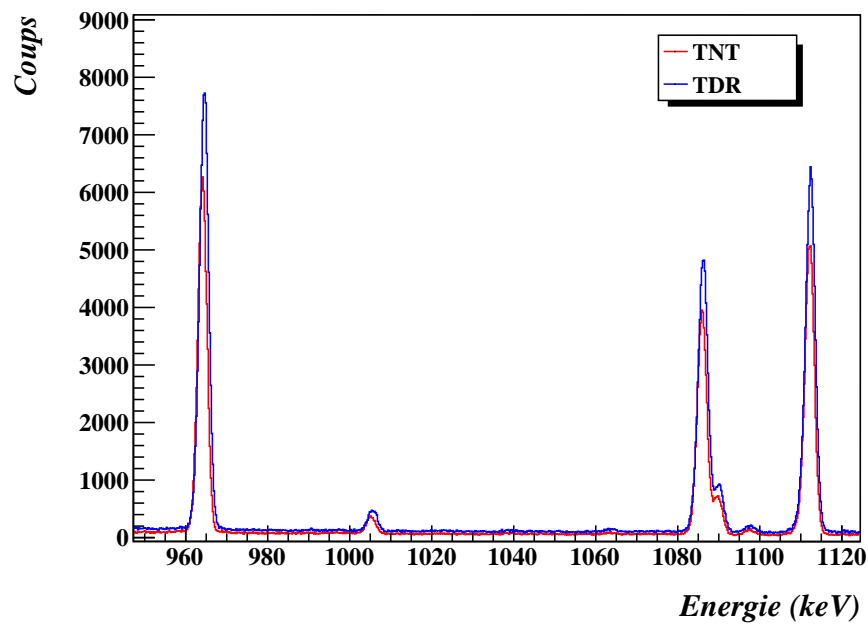


(b)

FIGURE III.7 – Les spectres d'énergie non-calibrés obtenu d'un seul détecteur : avec la source ^{60}Co (a) et avec la source $^{152}\text{Eu} + ^{133}\text{Ba}$ (b).



(a)



(b)

FIGURE III.8 – Le spectre d'énergie calibré d'un détecteur donné pour la chaîne TNT et la chaîne TDR avec la source $^{152}\text{Eu} + ^{133}\text{Ba}$: (a) à basse énergie et (b) à haute énergie.

La figure III.8 donne deux spectres d'énergie calibrés obtenus pour deux systèmes TNT et TDR et pour le même détecteur. Pour le système d'acquisition TNT, la dépendance entre l'énergie et le numéro du canal est très linéaire et la position des

pics dans le spectre d'énergie donne exactement l'énergie des transitions correspondantes. Pour le système d'acquisition TDR, la dépendance entre l'énergie et le numéro du canal n'est pas la même à basse et à haute énergie et elle est beaucoup moins linéaire que dans le cas de TNT. Dans le spectre d'énergie obtenue par TDR, la position des pics en énergie n'est pas bien reconstruite. A basse énergie, la position des pics est déterminée avec un décalage (par exemple, de l'ordre de 2 keV pour le pic de 122 keV et 0.5 keV pour le pic de 302 keV). A haute énergie, la dépendance entre l'énergie et le numéro du canal est plus proche de la fonction déterminée dans la calibration (équation III.2) et les pics d'énergie sont moins décalés (figure III.8(b)). En fait, il faudrait calibrer avec deux fonctions quadratiques (une à basse et une à haute énergie) avec une procédure de raccordement au milieu pour avoir une calibration correcte. Grâce à leur réponse très linéaire et stable, les cartes électroniques TNT ont remplacé l'électronique VXI pour la nouvelle phase de JUROGAM, JUROGAM II. Un réglage en temps plus adéquat est maintenant opérationnel et permet de supprimer les problèmes que nous avons rencontrés.

III-3.3 Cube $\gamma - \gamma - \gamma$

Pour notre étude, on veut pouvoir déterminer l'intensité relative des transitions intra-bandes E2 et des transitions inter-bandes des deux bandes de parité négative pour obtenir les rapports d'embranchement. La limite de cette mesure provient de la faible intensité des transitions (surtout pour les transitions à bas spin dans la bande de parité négative à spin impair comme prévue par la théorie), du fond et de la contamination par les autres transitions d'énergie très proche ou identique à celles dont on cherche à mesure. Pour repousser ces limites, il faut construire des spectres conditionnés en coïncidence double (voir section II-2.4.e) ou triple (cube $\gamma - \gamma - \gamma$).

En coïncidence triple, chaque événement d'ordre de coïncidence M est déconvolué en C_M^3 événements triples (E_i, E_j, E_k) . Les événements triples sont rangés dans un cube tridimensionnel $E_\gamma - E_\gamma - E_\gamma$, ce cube est symétrisé². Après la pré-analyse et le filtrage, nous avons obtenu 228×10^6 événements triples. A partir de ce cube, on peut choisir une condition et faire la projection sur un axe pour avoir une matrice conditionnée ou choisir deux conditions sur deux axes pour créer un spectre doublement conditionné. Grâce à cette méthode, on peut avoir des spectres conditionnés qui sont beaucoup plus propres que les spectres "singles" avec un fond réduit en éliminant les contaminants et les pics non-corrélés.

2. L'implémentation réellement utilisée est sous la forme d'un arbre ROOT.

III.4 Résultats

Cette partie regroupe les résultats principaux de cette expérience pour ce qui concerne l'identification des transitions dans le schéma de niveaux, la détermination de l'intensité relative des transitions, la mesure du rapport d'embranchement des transitions intra-bandes et des transitions inter-bandes entre les états excités des bandes de parité négative et la bande fondamentale, enfin la détermination des distributions angulaires des transitions pour en donner leur nature.

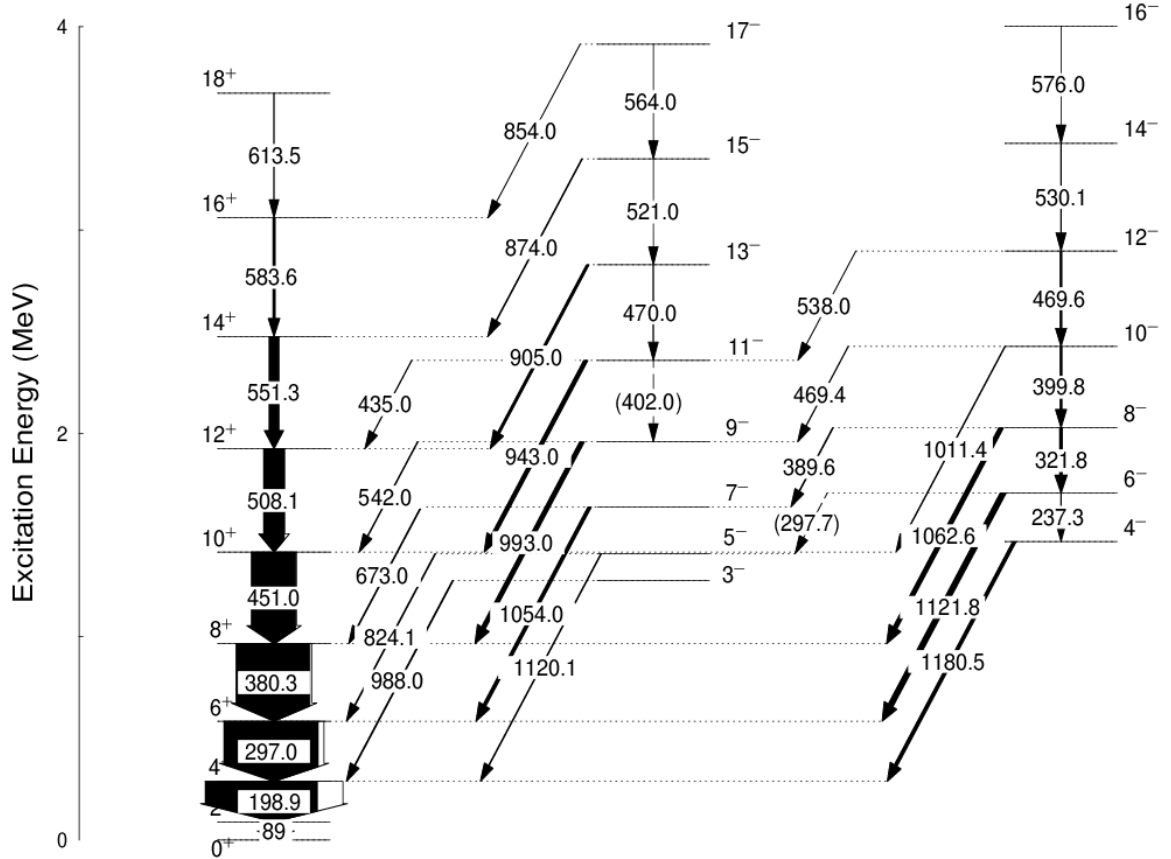


FIGURE III.9 – Schéma de niveaux partiel du ^{156}Gd établie avec nos données.

III-4.1 Identification des transitions

Dans ce travail, nous nous intéressons uniquement aux deux bandes de parité négative qui sont supposées révéler l'influence de la symétrie tétraédrique dans le noyau ^{156}Gd . La figure III.9 donne une partie du schéma de niveaux du noyau ^{156}Gd déterminée avec nos données. La bande fondamentale, deux bandes de parité négative et des transitions inter-bandes sont représentées. Les états excités du noyau ^{156}Gd sont alimentés par la réaction de fusion-évaporation ($\alpha, 2n$) avec une énergie des projectiles

assez basse ($E_\alpha \approx 27.5$ MeV) : le noyau ^{156}Gd est peuplé jusqu'au spin 18^+ pour la bande fondamentale, 17^- et 16^- pour les bandes de parité négative de spin impair et pair, respectivement.

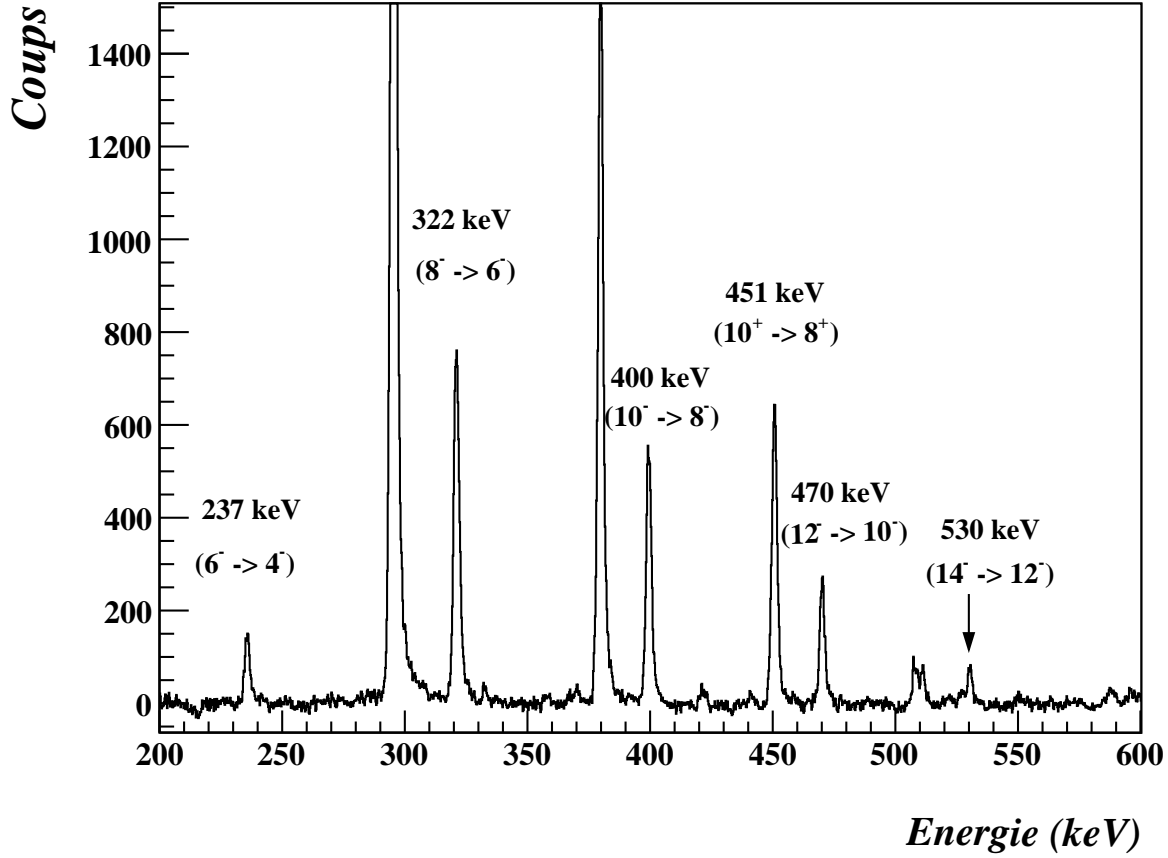


FIGURE III.10 – Le spectre doublement conditionné montrant les transitions intra-bandes E2 dans la bande de parité négative à spin pair du noyau ^{156}Gd . Les conditions sont mises sur la transition 199 keV ($4^+ \rightarrow 2^+$) et les transitions inter-bandes E1 entre cette bande de parité négative et la bande fondamentale.

La bande de parité négative à spin pair est la plus intense des deux bandes excitées et a été plus facile à étudier que l'autre supposée révéler la symétrie tétraédrique. La figure III.10 représente le spectre conditionné obtenu à partir d'un cube $\gamma - \gamma - \gamma$ en choisissant deux conditions, une sur la transition 199 keV ($4^+ \rightarrow 2^+$) et l'autre sur les transitions inter-bandes E1 entre la bande de parité négative à spin pair et la bande fondamentale. Sur le spectre, on observe nettement les transitions intra-bandes E2 entre les états de spin 14^- à 4^- . Des transitions E2 de la bande fondamentale en coïncidence avec ces transitions sont également présentes. A haut spin, la transition $16^- \rightarrow 14^-$ est très faible et n'est pas observable dans ce spectre. Cependant, l'analyse d'autres spectres conditionnés plus précisément nous a permis de confirmer l'existence de la transition $16^- \rightarrow 14^-$ (figure III.11).

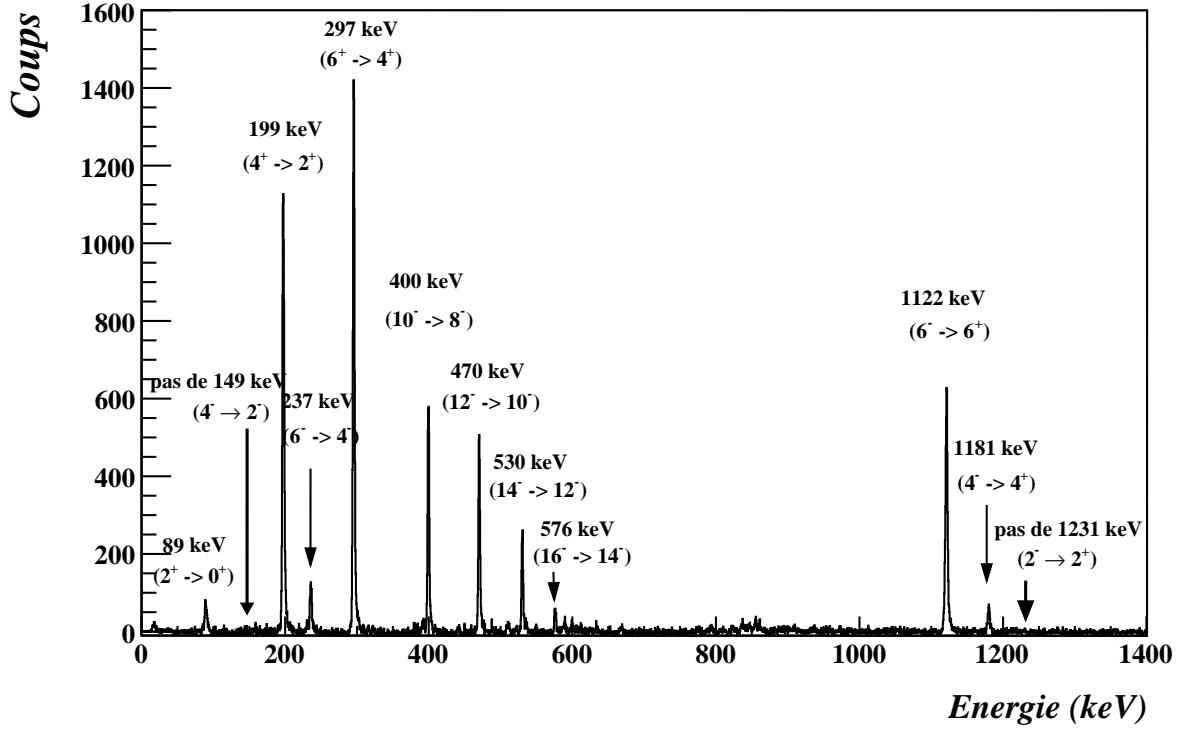


FIGURE III.11 – Le spectre doublement conditionné obtenu en mettant la première condition sur toutes les transitions intra-bandes E2, entre le spin 16^- et 8^- , de la bande de parité négative à spin pair et la deuxième condition sur la transition 322 keV ($8^- \rightarrow 6^-$).

Pour étudier les états à bas spin de cette bande de parité négative, on a mis une première condition sur les transitions intra-bandes E2, entre les états de spin 16^- et 8^- , la deuxième condition étant sur la transition 322 keV ($8^- \rightarrow 6^-$). La figure III.11 donne le spectre conditionné ainsi obtenu. Les transitions E2 de la bande de parité négative (sauf la transition 322 keV sur laquelle on a choisi la condition) et les deux transitions inter-bandes 1122 keV ($6^- \rightarrow 6^+$) et 1180 keV ($4^- \rightarrow 4^+$) sont présentes. Au-dessous de l'état 4^- , les transitions intra-bandes E2 disparaissent (pas de transition 149 keV ($4^- \rightarrow 2^-$)) et aucune autre transition inter-bande n'est observée (pas de transition 1231 keV ($2^- \rightarrow 2^+$)). Notre analyse confirme que les états de spin plus bas que 4^- de cette bande de parité négative sont très peu peuplés ou inexistantes.

De nouvelles transitions inter-bandes, entre les deux bandes excitées, ont été établies grâce à notre jeu de données. Les trois transitions 538 keV ($12^- \rightarrow 11^-$), 469 keV ($10^- \rightarrow 9^-$) et 390 keV ($8^- \rightarrow 7^-$) ont été clairement identifiées. La transition 297 keV ($6^- \rightarrow 5^-$) reste incertaine car elle est trop proche de l'énergie de transition 297 keV ($6^+ \rightarrow 4^+$) de la bande fondamentale et il n'est pas possible de trouver des conditions permettant d'éliminer cette composante. La figure III.12 donne un exemple de spectre conditionné permettant de visualiser la transition 390 keV ($8^- \rightarrow 7^-$). Ce spectre est

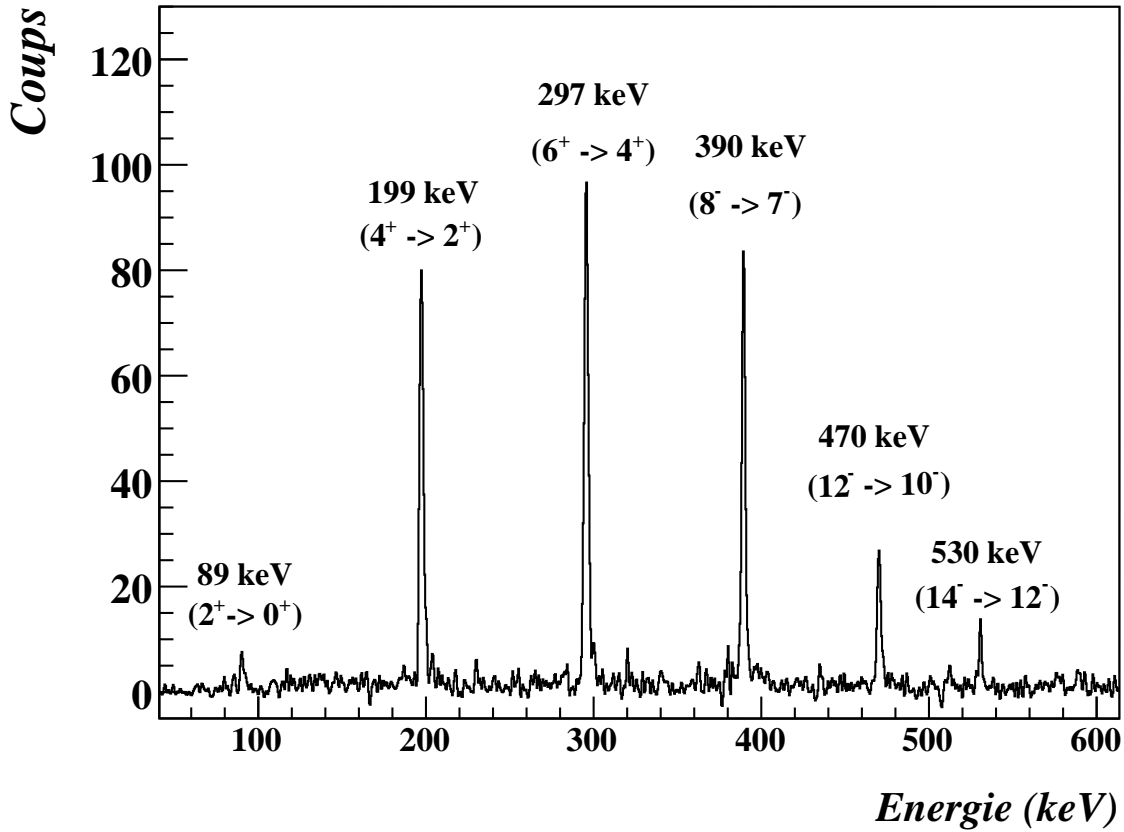


FIGURE III.12 – Le spectre conditionné est obtenu en mettant des conditions sur les transitions 399.8 keV ($10^- \rightarrow 8^-$) et 1054.0 keV ($7^- \rightarrow 6^+$).

construit en choisissant deux conditions l'une sur la transition inter-bande E1 1054 keV ($7^- \rightarrow 6^+$) et l'autre sur la transition intra-bande E2 400 keV ($10^- \rightarrow 8^-$) de la bande de parité négative à spin pair.

La figure III.13 représente le spectre conditionné avec deux conditions choisies telles que : une est sur les transitions inter-bandes E1 de la bande de parité négative de spin impair et l'autre est sur les deux transitions E2 de la bande fondamentale 199 keV ($4^+ \rightarrow 2^+$) et 297 keV ($6^+ \rightarrow 4^+$). A cause de la faible intensité des transitions E2 dans cette bande, il est difficile d'identifier toutes les transitions dans ce spectre. On note que les transitions E2 pour les états de spin plus bas que 9^- sont presque inexistantes.

Ces transitions sont difficiles à voir car de très faible intensité et contaminées. D'autres spectres confirment les observations. Ainsi le spectre inséré de la figure III.13 provient de coïncidences doubles uniquement entre l'énergie 1054 keV et l'énergie 199 keV : on voit clairement la nouvelle transition inter-bande 390 keV et l'absence d'une transition à 319 keV ($9^- \rightarrow 7^-$). De même on peut utiliser cette nouvelle transition 390 keV ($8^- \rightarrow 7^-$) pour souligner la très faible intensité de la transition $7^- \rightarrow 5^-$ comme c'est illustré sur la figure III.14. Ce spectre conditionné avec deux conditions

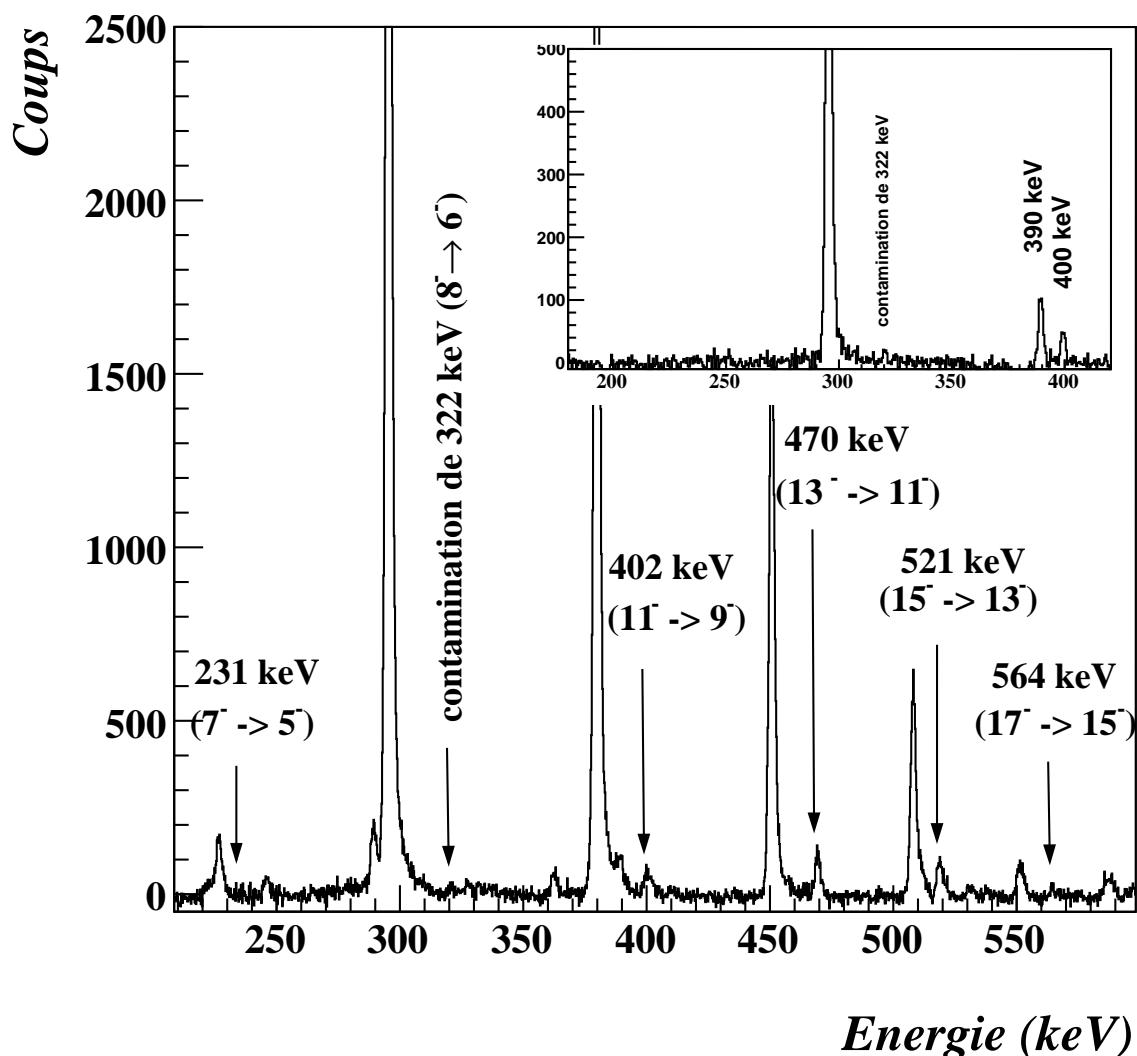


FIGURE III.13 – Spectre montrant les transitions intra-bandes E2 dans la bande de parité négative à spin impair du noyau ^{156}Gd . Les conditions sont mises sur la transition 199 keV ($4^+ \rightarrow 2^+$) et 297 keV ($6^+ \rightarrow 4^+$) et les transitions inter-bandes E1. L'insert montre le spectre de double coïncidence unique entre l'énergie 1054 keV ($7^- \rightarrow 6^+$) et l'énergie 199 keV ($4^+ \rightarrow 2^+$).

(transition 390 keV en coïncidence avec l'ensemble des transitions intra-bande E2 des états 8^- à 16^-) montre que l'intensité part à travers la transition 1054 keV ($7^- \rightarrow 6^+$).

La présence de la transition 402 keV ($11^- \rightarrow 9^-$) n'est pas confirmée car il existe une contamination due à la transition 400 keV ($10^- \rightarrow 8^-$) de l'autre bande de parité négative (à spin pair). L'existence des états de spin plus bas que 9^- n'est confirmée que par la présence des transitions inter-bandes E1 entre cette bande et la bande fondamentale.

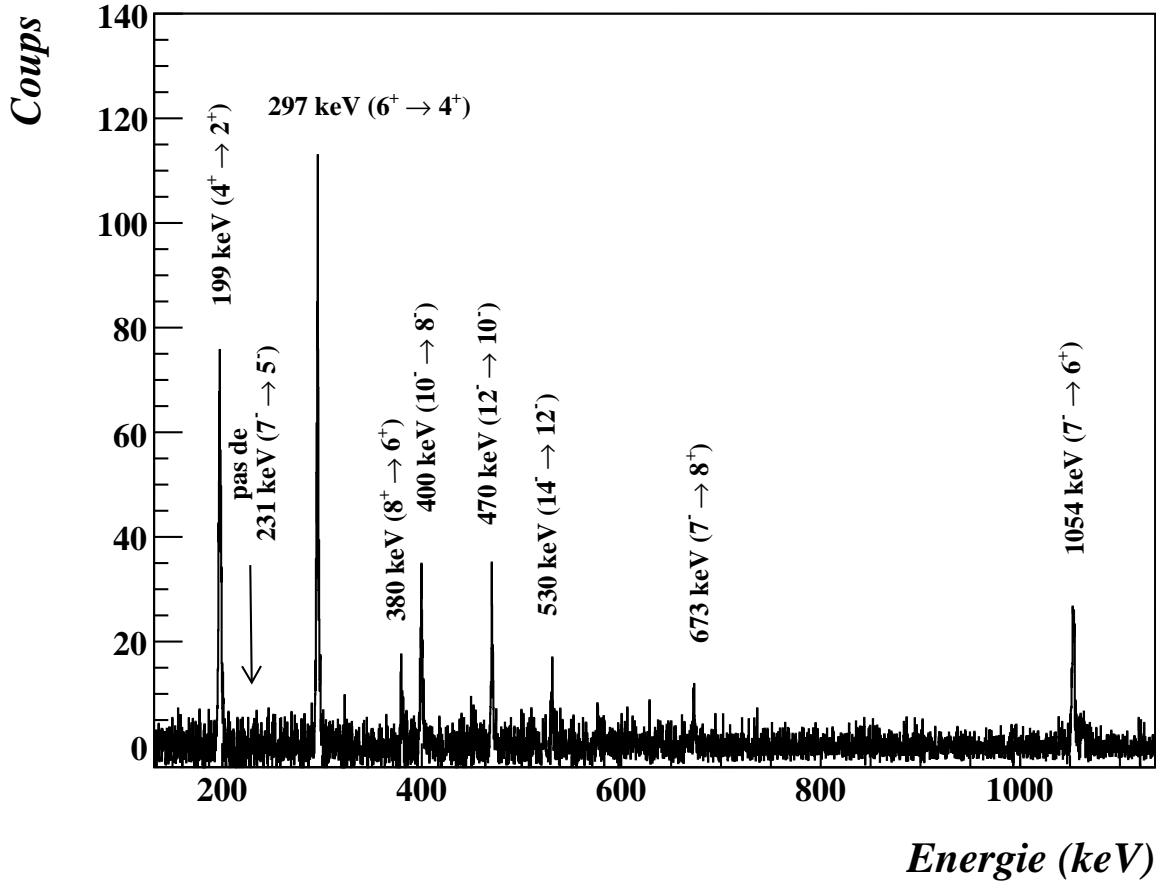


FIGURE III.14 – Spectre conditionné avec deux conditions : une sur la transition inter-bande 390 keV ($8^- \rightarrow 7^-$) et l'autre sur les transitions intra-bandes E2 de la bande de parité négative à spin pair entre les états 16^- et 8^- .

III-4.2 Les intensités relatives des transitions

III-4.2.a La courbe d'efficacité relative

Deux sources étalons émettant des rayonnements γ ^{152}Eu ($T_{1/2} = 13$ ans) et ^{133}Ba ($T_{1/2} = 10.7$ ans) ont été utilisées pour déterminer l'efficacité photopique du multi-détecteur JUROGAM en fonction de l'énergie des rayonnements γ . La source ^{133}Ba émet des rayonnements γ à basse énergie, et celle d' ^{152}Eu émet des rayonnements à moyenne et haute énergie. L'utilisation de ces deux sources permet de faire la calibration en énergie pour un intervalle d'énergie de 80 keV à 1408 keV : c'est également l'intervalle d'énergie des transitions qui nous intéresse dans cette expérience. Le temps d'acquisition est très court par rapport à la durée de vie des sources, l'intensité des rayonnements γ émis par la source $I_{\text{source}}(E)$ est alors supposée constante pendant le temps de mesure. Supposons que $\epsilon_\gamma(E)$ soit l'efficacité photopique du multi-détecteur à l'énergie E , l'intégrale du pic correspondant à une énergie E dans le spectre d'énergie

est déterminée par :

$$N_{spectre}(E) = \epsilon_{\gamma}(E) \times \kappa \times I_{source}(E) \quad (III.3)$$

où κ est une constante qui dépend de la source et du temps de mesure, $\kappa \times I_{source}(E)$ est le nombre des rayonnements γ d'énergie E émis par la source pendant le temps de mesure.

Comme nous le verrons dans la section III-4.3, pour calculer un rapport d'embranchement, il n'est pas nécessaire de connaître les valeurs absolues de l'intensité des transitions mais de déterminer leur rapport. Pour établir ce rapport, il faut connaître le rapport des efficacités photopiques correspondant à ces transitions $\epsilon_{\gamma}(E_1)/\epsilon_{\gamma}(E_2)$, autrement dit, le rapport $\kappa \times \epsilon_{\gamma}(E_1)/\kappa \times \epsilon_{\gamma}(E_2)$. On appelle la grandeur $\kappa \times \epsilon_{\gamma}(E)$ l'efficacité photopique relative $\epsilon_{relative}(E)$ du multi-détecteur pour une énergie E , qui diffère de l'efficacité photopique $\epsilon_{\gamma}(E)$ par une constante κ .

$$\epsilon_{relative}(E) = \kappa \times \epsilon_{\gamma}(E) = \frac{N_{spectre}(E)}{I_{source}(E)} \quad (III.4)$$

La figure III.15 illustre l'efficacité photopique relative, les points, avec les barres d'erreurs, correspondent aux valeurs expérimentales. La courbe est l'ajustement par une fonction avec 6 paramètres a_1, a_2, \dots, a_6 donnée par :

$$f(E) = (ef f_1^{-a_6} + ef f_2^{-a_6})^{-1/a_6} \quad (III.5)$$

avec

$$\begin{aligned} ef f_1 &= \sum_{i=0}^{i=2} a_i \times (\log E/100)^i \\ ef f_2 &= \sum_{i=3}^{i=5} a_i \times (\log E/1000)^{i-3} \end{aligned} \quad (III.6)$$

les paramètres a_i sont obtenus par le procédure d'ajustement. Cette fonction nous permet de déterminer l'efficacité photopique relative à une énergie quelconque.

III-4.2.b Méthode de détermination de l'intensité relative

On appelle $I_{\gamma}(E)$ l'intensité d'une transition d'énergie E . Supposons que l'on ait une transition dont l'intensité est connue $I_{\gamma}(E_0)$ et pour laquelle le nombre des rayonnements γ émis pendant le temps de l'expérience est $N_{emis}(E_0)$. Si on a une autre transition dont l'intensité $I_{\gamma}(E_i)$ est inconnue et dont le nombre des rayonnements γ pendant le temps de l'expérience est $N_{emis}(E_i)$, on peut écrire :

$$I_{\gamma}(E_i) = I_{\gamma}(E_0) \frac{N_{emis}(E_i)}{N_{emis}(E_0)} \quad (III.7)$$

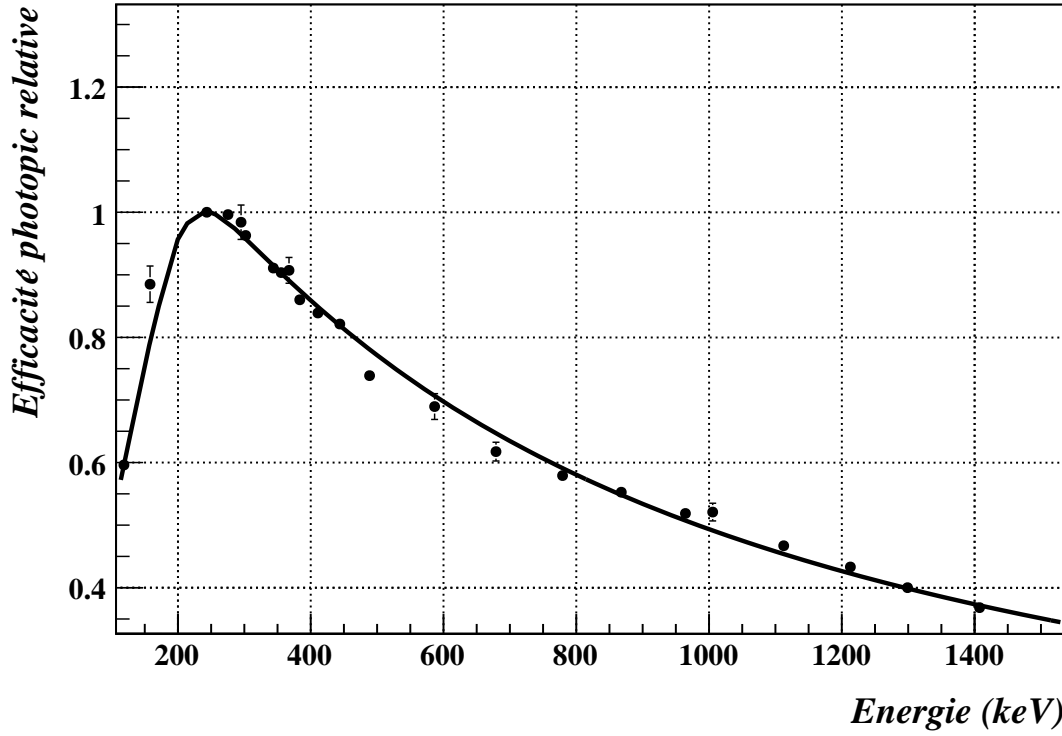


FIGURE III.15 – L’efficacité photopique relative du multi-détecteur JUROGAM. Les points sont des données expérimentales et la courbe est l’ajustement par une fonction polynomiale. La normalisation est faite pour la valeur maximale de l’efficacité photopique à une énergie d’environ 250 keV.

Pour déterminer l’intensité relative des transitions dans le schéma de niveaux, on a choisis comme référence une transition dont l’intensité est la plus grande ($I_\gamma = 100\%$) à savoir la transition 198.9 keV ($4^+ \rightarrow 2^+$) de la bande rotationnelle fondamentale. Pour déterminer l’intensité relative $I_\gamma(E_i)$ des autres transitions, il faut déterminer les valeurs $N_{\text{émis}}(E_i)$, on distingue deux cas :

★ **La transition E_i est mesurée dans un spectre direct “single”** Dans ce cas, le nombre des rayonnements γ émis pour cette transition est donné par :

$$N_{\text{émis}}(E_i) = \frac{N_{\text{spectre}}(E_i)}{\epsilon_\gamma(E_i)}(1 + k_\gamma(E_i)) \quad (\text{III.8})$$

où $k_\gamma(E_i)$ est le coefficient de conversion interne. Plus le coefficient de conversion interne est grand, plus il sera difficile d’observer une transition. $N_{\text{spectre}}(E_i)$ est l’intégrale du pic correspondant à cette transition dans le spectre “single”. On peut utiliser l’efficacité photopique relative $\epsilon_{\text{relative}}$ (figure III.15) au lieu de l’efficacité ϵ_γ et ainsi déterminer une intensité relative du nombre des rayonnements γ émis $I_{\text{relative}}(E_i)$:

$$I_{relative}(E_i) = \frac{N_{spectre}(E_i)}{\epsilon_{relative}(E_i)}(1 + k_\gamma(E_i)) \quad (\text{III.9})$$

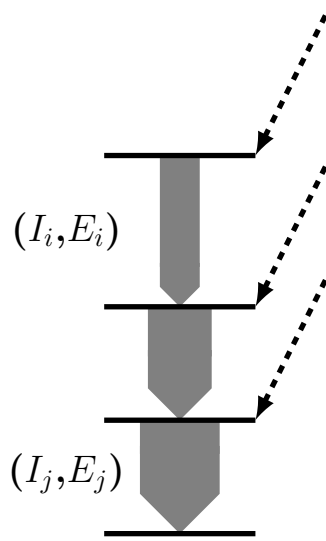


FIGURE III.16 – Un exemple de trois transitions, l'intensité des transitions augmente avec la diminution du spin. Les états sont alimentés par la désexcitation des états de plus haute énergie d'excitation dans la même cascade ou par une alimentation latérale (les lignes en pointillé).

★ **La transition E_i est mesurée sur un spectre conditionné** Dans le cas d'une faible intensité de transition, le pic correspondant à cette transition peut être noyé dans le fond : il est alors impossible de déterminer son intensité. Il faut alors construire les spectres conditionnés pour diminuer le fond et supprimer les transitions non-corrélées. Considérons un cas très simple avec trois transitions comme représenté dans la figure III.16. Supposons que l'on cherche à déterminer l'intensité relative de la transition E_i par le spectre conditionné obtenue en choisissant une condition sur la transition E_j . De façon analogue à la section précédente, l'intégration du pic correspondant à la transition E_i dans le spectre conditionné $N_{spectre}(E_i)$ est lié au nombre des rayonnements γ émis $I_{relative}(E_i)$ par :

$$I_{relative}(E_i) = \frac{N_{spectre}(E_i)}{\epsilon_{relative}(E_i)\epsilon_{relative}(E_j)}(1 + k_\gamma(E_i))(1 + k_\gamma(E_j)) \quad (\text{III.10})$$

Pour deux transitions d'énergie E_1 et E_2 , de façon analogue à l'équation III.7 on a :

$$\frac{I_\gamma(E_1)}{I_\gamma(E_2)} = \frac{N_{emis}(E_1)}{N_{emis}(E_2)} = \frac{I_{relative}(E_1)}{I_{relative}(E_2)} \quad (\text{III.11})$$

Bande fondamentale (g.s)		inter-bande (onp \rightarrow g.s)	
Trans. (keV)	$I_\gamma(\%)$	Trans. (keV)	$I_\gamma(\%)$
613 ($18^+ \rightarrow 16^+$)	0.27(0.03)	854 ($17^- \rightarrow 16^+$)	0.07 (0.01)
584 ($16^+ \rightarrow 14^+$)	1.96 (0.09)	874 ($15^- \rightarrow 14^+$)	0.54 (0.06)
551 ($14^+ \rightarrow 12^+$)	8.7 (0.4)	905 ($13^- \rightarrow 12^+$)	2.0 (0.2)
508 ($12^+ \rightarrow 10^+$)	18.6 (0.9)	943 ($11^- \rightarrow 10^+$)	3.2 (0.2)
451 ($10^+ \rightarrow 8^+$)	40.0 (2.0)	435 ($11^- \rightarrow 12^+$)	0.20 (0.02)
380 ($8^+ \rightarrow 6^+$)	66.0 (3.4)	993 ($9^- \rightarrow 8^+$)	3.6 (0.3)
297 ($6^+ \rightarrow 4^+$)	84.0 (4.8)	542 ($9^- \rightarrow 10^+$)	0.43 (0.04)
199 ($4^+ \rightarrow 2^+$)	100.0 (0.0)	1054 ($7^- \rightarrow 6^+$)	2.7 (0.3)
Bande de spin pair (e.n.p)		673 ($7^- \rightarrow 8^+$)	0.64 (0.06)
576 ($16^- \rightarrow 14^-$)	0.13 (0.01)	1120 ($5^- \rightarrow 4^+$)	0.53 (0.05)
530 ($14^- \rightarrow 12^-$)	1.4 (0.2)	824 ($5^- \rightarrow 6^+$)	0.59 (0.06)
470 ($12^- \rightarrow 10^-$)	1.4 (0.2)	988 ($3^- \rightarrow 4^+$)	0.73 (0.08)
400 ($10^- \rightarrow 8^-$)	1.5 (0.2)	inter-bande (e.n.p \rightarrow o.n.p)	
322 ($8^- \rightarrow 6^-$)	2.5 (0.3)	538 ($12^- \rightarrow 11^-$)	0.11 (0.01)
237 ($6^- \rightarrow 4^-$)	0.58 (0.07)	469 ($10^- \rightarrow 9^-$)	0.20 (0.02)
Bande de spin impair (o.n.p)		390 ($8^- \rightarrow 7^-$)	0.51 (0.05)
564 ($17^- \rightarrow 15^-$)	0.05 (0.01)	298 ($6^- \rightarrow 5^-$)	—
521 ($15^- \rightarrow 13^-$)	0.13 (0.02)	inter-bande (e.n.p \rightarrow g.s)	
470 ($13^- \rightarrow 11^-$)	0.32 (0.05)	1011 ($10^- \rightarrow 10^+$)	0.39 (0.04)
402 ($11^- \rightarrow 9^-$)	<0.02	1063 ($8^- \rightarrow 8^+$)	3.65 (0.3)
319 ($9^- \rightarrow 7^-$)	< 10^{-4}	1122 ($6^- \rightarrow 6^+$)	4.6 (0.5)
230 ($7^- \rightarrow 5^-$)	< 10^{-4}	1080 ($4^- \rightarrow 4^+$)	2.7 (0.3)

TABLEAU III.3 – Intensité relative des transitions de la bande fondamentale et de deux bandes de parité négative à spin pair (enp) et impair (onp) présentées dans la figure III.9. La normalisation est faite en choisissant l'intensité relative de la transition 199 keV ($4^+ \rightarrow 2^+$) égale à 100%.

Le processus de détermination de l'intensité relative commence par les transitions à bas spin de la bande rotationnelle (la bande fondamentale). Les intensités des autres

transitions sont déterminées successivement grâce aux transitions dont les intensités sont déjà connues.

III-4.2.c Intensités relatives des transitions du noyau ^{156}Gd

Le tableau III.3 résume l'intensité relative des transitions présentes dans le schéma de niveaux sur la figure III.9. L'intensité de la transition 199 keV ($4^+ \rightarrow 2^+$), la plus importante, est choisie comme la référence (100%) pour déterminer l'intensité relative des autres transitions. Les chiffres entre parenthèses sont les erreurs qui proviennent de la courbe d'efficacité photopie relative et de l'intégration des pics dans le spectre d'énergie. Dans ce travail, l'erreur systématique (qui dépend de la méthode utilisée pour déterminer l'intensité relative des transitions) est supposée jouer un rôle négligeable.

Pour les deux bandes de parité négative, l'intensité relative des transitions intra-bandes E2 est très faible en comparaison avec celle des transitions inter-bandes vers les états de la bande fondamentale. En particulier, pour la bande de parité négative à spin impair, à bas spin, l'intensité relative des transitions intra-bandes E1 est assez forte et pourtant les transitions E2 disparaissent (intensité relative est égale zéro).

III-4.3 Calcul des rapports d'embranchement $B(E2)/B(E1)$

Les rapports d'embranchement des transitions intra-bandes E2 des bandes de parité négative et les transitions inter-bandes des états excités dans les bandes de parité négative aux états excités de la bande fondamentale ont été déterminés dans cette expérience. Le but de cette mesure est de déterminer avec une bonne précision des valeurs du rapport d'embranchement qui ont été obtenues dans les expériences précédentes ou de déterminer les valeurs limites du rapport d'embranchement à bas spin ainsi que à haut spin dans deux bandes de parité négative.

III-4.3.a Rappels théoriques

La probabilité d'émission des rayonnements γ est donnée par la formule[Dudek07b] :

$$T(E_\gamma, L) = \frac{8\pi}{\hbar c} \cdot \frac{c}{[\hbar c]^{(2L+1)}} \cdot \frac{(L+1)}{L \cdot [(2L+1)!!]^2} \cdot E_\gamma^{(2L+1)} \cdot B(L) \quad (\text{III.12})$$

où $B(L)$ est la probabilité réduite de la transition[Bohr69], L est sa multipolarité, E_γ est l'énergie de la transition (en MeV). Pour les transitions intra-bandes E2 ($L = 2$) et inter-bandes E1 ($L = 1$) on a :

$$\begin{aligned} T(E_\gamma, L = 1) &= 1.590206 \cdot 10^{15} \times E_\gamma^3 \times B(L = 1) \\ T(E_\gamma, L = 2) &= 1.225184 \cdot 10^9 \times E_\gamma^5 \times B(L = 2) \end{aligned} \quad (\text{III.13})$$

et le rapport d'embranchement entre les transitions intra-bandes et inter-bandes est ainsi donné par :

$$B(E2)/B(E1) = \frac{T(E_2)}{T(E_1)} \cdot 1.2979 \cdot 10^6 \cdot \frac{E_1^3}{E_2^5} \quad (\text{III.14})$$

où $T(E_2)$ et $T(E_1)$ sont respectivement les intensités relatives des transitions intra-bandes (énergie E_2) et inter-bandes (énergie E_1). Pour déterminer le rapport d'embranchement il n'est pas nécessaire de connaître les valeurs absolues des intensités mais juste le rapport entre les deux, cela peut se déduire du rapport de l'intégrale des pics correspondant à deux transitions dans le spectre d'énergie en faisant la correction de l'efficacité relative et du coefficient de conversion interne (section [III-4.2.a](#)).

III-4.3.b Rapport $B(E2)/B(E1)$ de deux bandes de parité négative

Le tableau [III.4](#) résume les valeurs du rapport d'embranchement pour les deux bandes de parité négative. Ces résultats sont comparés avec ceux d'expériences précédentes. Pour la bande de parité négative à spin impair, pour les états 15^- et 13^- , le rapport d'embranchement est comparable aux données précédentes [[Konij81](#), [Sugaw01](#)].

I^π	$B(E2)/B(E1)$		I^π	$B(E2)/B(E1)$	
	(a)	(b)		(a)	(b)
17^-	10.1(3.5)	16(3)	12^-	—	
15^-	4.5(1.0)	6(2)	10^-	640(100)	240
13^-	5.5(0.6)	7(2)	8^-	330(10)	700
11^-	<9(-2)	15(7)	6^-	210(15)	350
9^-	<26(-5)		4^-	—	
7^-	<92(-11)				
5^-	—				

TABLEAU III.4 – Rapport d'embranchement $B(E2)/B(E1)$ en unité de 10^6fm^2 . (a) Calculé par ce travail de thèse - en comparaison avec : (b) précédents résultats donnés dans les références [[Konij81](#), [Sugaw01](#)].

A haut spin, les rapports d'embranchement n'ont pas pu être déterminés dans notre expérience, car le noyau ^{156}Gd est peuplé principalement aux états de bas et moyen spin. En raison de très faible intensité des transitions E2 à bas spin³, il est impossible de

3. A l'ordre de l'erreur de cette analyse, ces transitions sont considérées comme absentes dans le schéma de niveaux.

déterminer les valeurs du rapport d'embranchement et seulement des limites supérieures sont données : ces valeurs n'étaient pas accessibles dans les expériences précédentes. Au-dessous d'état 5^- , le rapport d'embranchement ne peut pas être déterminé.

Pour la bande de parité négative à spin pair, le rapport d'embranchement n'est déterminé que pour trois transitions désexcitant respectivement les états 10^- , 8^- et 6^- . Il baisse lorsque le spin diminue et est de deux ordres de grandeur plus grand que dans le cas de la bande à spin impair.

III-4.4 La multipolarité des transitions nouvelles

Pour connaître la nature des nouvelles transitions, on a effectué des mesures pour obtenir leur distribution angulaire. Dans cette expérience, les détecteurs sont placés sur six couronnes, noté R_1, \dots, R_6 , autour de la direction du faisceau (section III-2.3). Pour chaque transition on peut établir la distribution angulaire, c'est-à-dire l'évolution de l'intensité en fonction de l'angle. Les données expérimentales sont comparées avec des courbes théoriques pour déterminer la nature de transitions correspondantes. Le résultat de cette analyse sur la nature de nouvelles transitions est très important car il donne des indications pour les calculs théoriques sur ces deux bandes excitées.

III-4.4.a Éléments théoriques

Pour une source radioactive non polarisée, la distribution angulaire des rayonnements γ est isotrope à cause d'une distribution isotrope des spins nucléaires dans l'espace. Dans le cas d'une réaction nucléaire, le noyau se trouve dans un état fortement orienté, la distribution angulaire des rayonnements γ émis est anisotrope et son allure dépend de sa multipolarité.

On définit la fonction de distribution angulaire $W(\theta)$, la probabilité pour qu'un rayonnement γ de multipolarité (L, L') , correspondant à une transition de l'état initial I_i à l'état final I_f , soit émis dans la direction d'observation faisant un angle θ par rapport à l'axe du faisceau. Cette fonction peut s'écrire[Krane73] :

$$W(\theta) = \sum_{\lambda=0}^{\lambda_{max}} A_{\lambda}(L, L', I_f, I_i) B_{\lambda}(I_i) P_{\lambda}(\cos(\lambda)) \quad (\text{III.15})$$

le paramètre λ satisfait la condition :

$$|L - L'| \leq \lambda \leq |L + L'| \quad (\text{III.16})$$

les termes A_{λ} et B_{λ} sont respectivement les coefficients de distribution angulaire et le paramètre d'orientation.

★ **Coefficient de distribution angulaire** $A_\lambda(L, L', I_f, I_i)$ le coefficient de distribution angulaire est déterminé par :

$$A_\lambda(L, L', I_f, I_i) = \frac{\sum_{L\pi L'\pi'} F_\lambda(L, L', I_f, I_i) \gamma(\pi, L) \gamma^*(\pi', L')}{\sum_{L'\pi} |\gamma(\pi, L)|^2} \quad (\text{III.17})$$

la normalisation est choisie telle que $A_0(L, L', I_f, I_i) = 1$, $\gamma(\pi, L)$ représente l'amplitude de probabilité de transition d'un état initial de spin I_i vers un état final I_f pour un photon de multipolarité L . Dans le cas d'une transition dont la multipolarité est un mélange de transitions L et $L+1$ ⁴, on introduit le coefficient de mélange $\delta(\gamma)$ qui est défini par :

$$\delta(\gamma) = \frac{\gamma(\pi', L+1)}{\gamma(\pi, L)} \quad (\text{III.18})$$

Le coefficient de distribution angulaire $A_\lambda(L, L', I_f, I_i)$ s'écrit alors :

$$A_\lambda(L, L+1, I_f, I_i) = \frac{F_\lambda(L, L, I_f, I_i) + 2\delta(\gamma)F_\lambda(L, L+1, I_f, I_i) + \delta^2(\gamma)F_\lambda(L+1, L+1, I_f, I_i)}{1 + \delta^2(\gamma)} \quad (\text{III.19})$$

Les coefficients $F_\lambda(L, L', I_f, I_i)$ sont appelés les F - coefficients ordinaires :

$$F_\lambda(L, L', I_f, I_i) = (-)^{1+I_i+I_f} \left[(2\lambda+1)(2L+1)(2L'+1)(2I_i+1) \right]^{1/2} \times \begin{pmatrix} L & L' & \lambda \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \left\{ \begin{matrix} L & L' & \lambda \\ I_i & I_i & I_f \end{matrix} \right\} \quad (\text{III.20})$$

★ **Paramètres d'orientation** $B_\lambda(I_i)$ Le paramètre d'orientation est utilisé pour décrire l'orientation d'un état nucléaire de spin I_i . Il dépend de la population des sous-états magnétiques m ($-I_i \leq m \leq I_i$) et peut s'écrire :

$$B_\lambda(I_i) = (2I_i+1)^{1/2} \sum_{m=-I_i}^{+I_i} (-)^{I_i-m} \langle I_i m I_i - m | \lambda 0 \rangle P_m(I_i) \quad (\text{III.21})$$

P_m est le paramètre de population correspondant aux sous-états magnétiques m avec la normalisation $\sum_m P_m(I_i) = 1$. Pour un état aligné on a $P_m(I_i) = P_{-m}(I_i)$. Pour une réaction de fusion - évaporation, il est raisonnable de prendre une distribution Gaussienne centrée autour de la valeur $m = 0$ avec une déviation standard σ :

$$P_m(I_i) = \frac{\exp(-m^2/2\sigma^2)}{\sum_{m=-I_i}^{+I_i} \exp(-m^2/2\sigma^2)} \quad (\text{III.22})$$

4. On a par exemple des transitions mélangées M1+E2

En posant $\alpha_\lambda(L, L', I_f, I_i) = A_\lambda(L, L', I_f, I_i)B_\lambda(I_i)$, la fonction de distribution angulaire peut s'écrire :

$$W(\theta) = \sum_{\lambda=0}^{\lambda_{max}} \alpha_\lambda(L, L', I_f, I_i) P_\lambda(\cos \theta) \quad (\text{III.23})$$

III-4.4.b Résultats

Expérimentalement, le nombre de rayonnements γ émis dans une unité d'angle solide $\Delta\Omega$ est déterminé en fonction de l'angle θ par rapport à la direction du faisceau et peut s'écrire sous la forme d'un développement en polynôme de Legendre :

$$N(\theta) = \sum_{\lambda=0}^{\lambda_{max}} \alpha'_\lambda P_\lambda(\cos \theta) \quad (\text{III.24})$$

En se limitant aux transitions dipolaires et quadrupolaires $\lambda \leq 4$ et en posant $\alpha_\lambda = \frac{\alpha'_\lambda}{\alpha'_0}$ on a :

$$N(\theta) = \alpha'_0 [1 + \alpha_2 P_2(\cos \theta) + \alpha_4 P_4(\cos \theta)] \quad (\text{III.25})$$

Cette équation montre que la distribution angulaire des rayonnements γ est symétrique par rapport au plan perpendiculaire à la direction du faisceau c'est-à-dire $N(\pi - \theta) = N(\theta)$.

Dans cette expérience, les détecteurs sont placés sur six couronnes dont chacune se trouve à une position faisant un angle θ_i , ($i = 1, 2, \dots, 6$) par rapport à la direction du faisceau (voir section III-2.3). Expérimentalement, pour une transition dont on veut mesurer la multipolarité, le nombre des rayonnements γ détectés pour chaque couronne est déterminé. Il y a deux manières pour le faire : soit à partir des spectres "single" des rayonnements γ détectés par chaque couronne, soit à partir de spectres conditionnés. Dans le deuxième cas, pour chacune des 6 couronnes, nous allons construire une matrice $\gamma - \gamma$ avec, sur un axe (Oy), les différentes énergies provenant des détecteurs d'une couronne et sur l'autre (Ox), toutes les énergies en coïncidence sans condition de position. Les spectres conditionnés sont construits en projetant une tranche de la matrice $\gamma - \gamma$ sur l'axe Oy. La position de cette tranche est choisie sur l'autre axe Ox.

En faisant la renormalisation par le nombre des détecteurs sur chaque couronne et par l'angle solide de chaque détecteur⁵, nous pouvons déterminer le rapport $N(\theta_i)/N(\theta_j)$ du nombre des rayonnements γ émis dans une unité d'angle solide à différents angles θ correspondant aux différentes couronnes. En choisissant $N(\theta_1)$ ⁶ comme référence, nous allons déterminer les rapports $R(\theta_i) = N(\theta_i)/N(\theta_1)$. Ce rapport représente, comme

5. Cette renormalisation a été faite à partir des sources, voir section III-4.4.c pour une discussion détaillée sur ce point.

6. $\theta_1 = 157.6^\circ$ est l'angle de la première couronne.

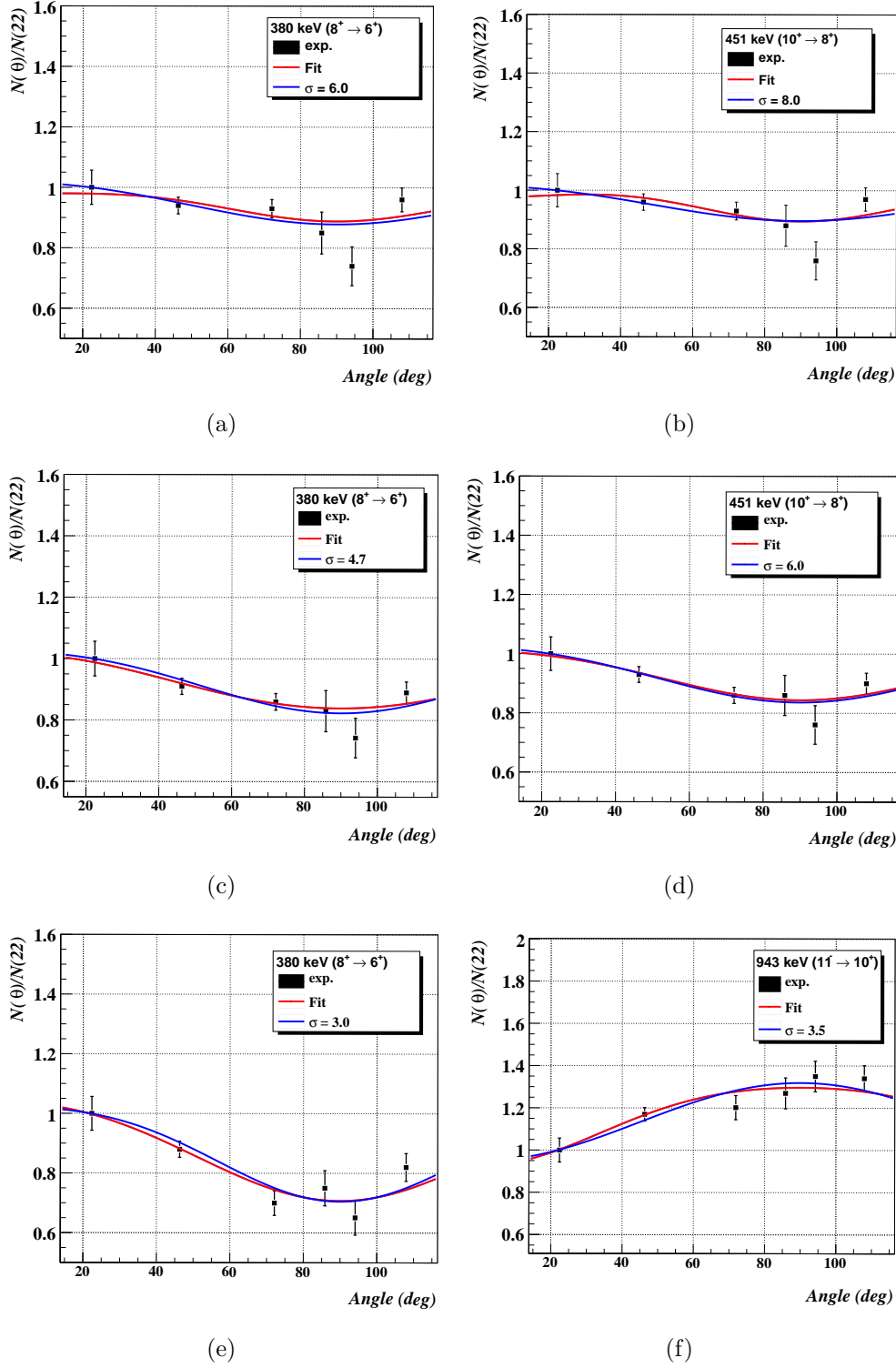


FIGURE III.17 – La distribution angulaire des transitions connues : Deux E2 transitions de 380.3 keV ($8^+ \rightarrow 6^+$) et de 451.0 keV ($10^+ \rightarrow 8^+$) en prenant comme référence la transition 1173 keV de source ^{60}Co (a, b) et transition 344 keV de source ^{152}Eu (c, d). La transition E2 de 380.3 keV ($8^+ \rightarrow 6^+$) et E1 de 943 keV ($11^- \rightarrow 10^+$) en prenant la transition 344 keV comme référence mais avec des données filtrées.

la fonction $N(\theta)$, la distribution angulaire des rayonnements γ à une constante près. Comme présentée dans l'équation III.25, la fonction théorique de la distribution angulaire est symétrique par rapport à un changement de variable $\theta \leftrightarrow (\pi - \theta)$, nous pouvons en déduire les valeurs du rapport $R(\pi - \theta_i) = N(\pi - \theta_i)/N(\pi - \theta_1) = N(\theta_i)/N(\theta_1)$. Pour déterminer la distribution angulaire de transitions, nous allons tracer le rapport $R(\pi - \theta_i)$ en fonction de $(\pi - \theta_i)$. Les six valeurs de ce rapport correspondent aux six couronnes $\{N(22)/N(22), N(46)/N(22), N(72)/N(22), N(86)/N(22), N(94)/N(22), N(108)/N(22)\}$.

A partir des données expérimentales de la distribution angulaire d'une transition quelconque, nous avons effectué un ajustement en utilisant la formule présentée dans l'équation III.25 pour avoir une courbe de distribution angulaire de cette transition et pour déterminer les paramètres $\alpha_0, \alpha_2, \alpha_4$. Cette courbe est comparée avec les courbes théoriques (équation III.23) pour déterminer la multipolarité de la transition ($L=1, L=2, \dots$). Cette méthode est appliquée, dans un premier temps, pour des transitions, dont on connaît déjà les propriétés électromagnétiques afin de valider la procédure. Elle est ensuite appliquée pour de nouvelles transitions.

III-4.4.c Distributions angulaires de transitions connues

La figure III.17 donne la distribution angulaire de transitions intra-bandes E2 et de transitions inter-bandes E1 dont la nature est déjà connue. La courbe rouge est l'ajustement par la fonction III.25 et la courbe bleue est la courbe théorique correspondante déterminée par la fonction III.23. Pour tracer la courbe théorique, il faut donner : les spins des états initial et final, la multipolarité de la transition, la valeur de σ dans la formule du paramètre de population des sous-états magnétiques m (équation III.22) et le coefficient de mélange $\delta(\gamma)$.

Pour pouvoir comparer les intensités des différents anneaux, il faut appliquer des coefficients de normalisation. Si tous les détecteurs sont identiques, il suffit d'utiliser le rapport entre le nombre de détecteurs constituant chacun des anneaux. JURO-GAM était fait de détecteurs de volumes différents, nous avons donc utilisé les données des sources, qui rayonnent isotopiquement, pour normaliser. Les figures III.17(a) et III.17(b) ont été obtenues pour deux transitions E2 (380 keV ($8^+ \rightarrow 6^+$) et 451 keV ($10^+ \rightarrow 8^+$)) de la bande fondamentale du noyau ^{156}Gd en prenant comme étalon la transition 1173 keV de la source ^{60}Co . Les spectres utilisés ici sont sans aucun filtrage.

On peut voir que le point à 90° décroche fortement par rapport à l'ajustement et à la courbe théorique que s'en approche. Une explication probable est la présence plus importante, pour les angles situés autour de 90° , de matière (porte cible ... etc) qui absorbe plus les rayonnements γ de basse énergie que de haute énergie.

Pour vérifier ce point, nous avons modifié la référence en prenant la raie à 344 keV (plus proche des énergies 380 keV et 451 keV) de la source ^{152}Eu . Les distributions

obtenues sont visibles sur les figures III.17(c) et III.17(d). Comme on peut le voir, l'ensemble forme un tout plus cohérent.

Par la suite, les références utilisées sont respectivement les raies 344 keV et 965 keV de la source ^{152}Eu pour les basses et hautes énergies. Pour déterminer les distributions angulaires des transitions de faible intensité, il faut pouvoir créer des spectres conditionnés et donc construire des événements de coïncidence double ou plus. Cette procédure peut privilégier des couples de détecteurs et donc déformer la distribution angulaire. Pour intégrer cet effet, les événements de coïncidence double de la source ^{152}Eu ont été utilisés pour la normalisation.

Les figures III.17(e) et III.17(f) montrent les distributions obtenues à partir de données filtrées (coïncidence double ou plus dans une fenêtre de l'ordre de 50 ns) pour une transition E2 pure de 380 keV et une transition E1 pure de 943 keV. Des données sont correctement reproduites avec un paramètre σ compris entre 3 ($8^- \rightarrow 6^+$) et 3.5 ($11^- \rightarrow 10^+$) (4.5 pour la transition 451 keV non représentée ici).

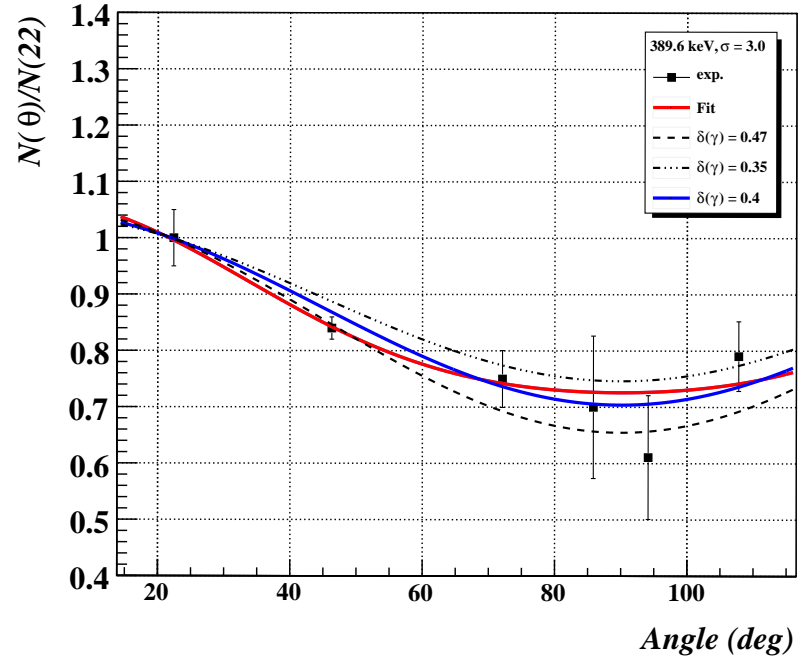
Ces distributions angulaires obtenues sur des transitions connues montrent que les biais expérimentaux sont suffisamment maîtrisés pour appliquer la méthode à de nouvelles transitions. Une erreur systématique sur σ n'est pas à exclure comme le montre la section suivante.

III-4.4.d Distributions angulaires de nouvelles transitions

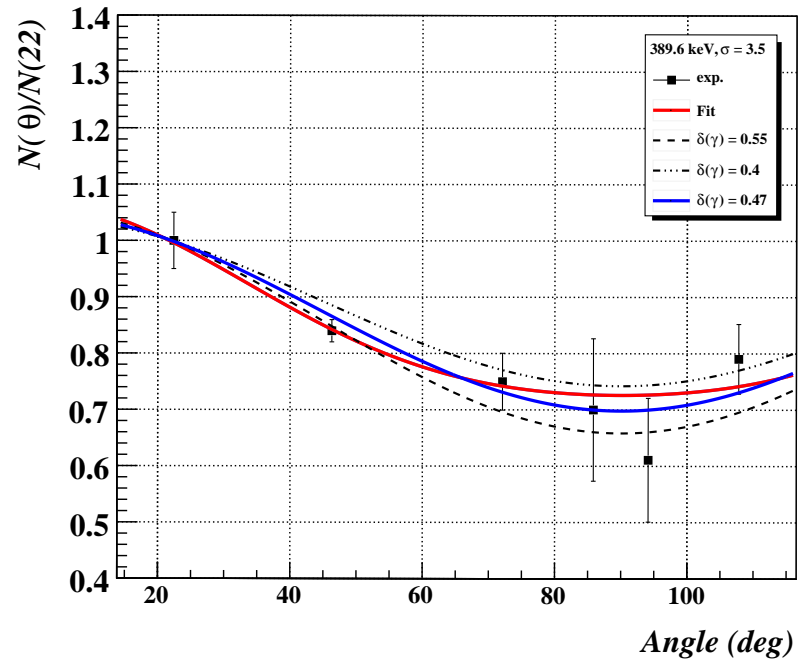
Nous avons déterminé la distribution angulaire de la transition inter-bande ($8^- \rightarrow 7^-$) qui, parmi les nouvelles transitions observées, est la seule dont on peut mesurer l'intensité relative. La valeur de σ utilisée pour l'ajustement des données expérimentales de la distribution angulaire de la transition 390 keV ($8^- \rightarrow 7^-$) est choisie à partir de la distribution angulaire d'une transition intra-bandes E2 de 380 keV ($8^+ \rightarrow 6^+$ avec $\sigma = 3.0$) et d'une transition E1 de 943 keV ($11^- \rightarrow 10^+$ avec $\sigma = 3.5$) qui ont le même spin initial ($I = 8$) que la transition 390 keV.

La figure III.18, donne la distribution angulaire obtenue avec nos données de la transition 390 keV ($8^- \rightarrow 7^-$), comparée avec les courbes théoriques obtenues pour deux valeurs de σ : $\sigma = 3.0$ (figure III.18(a)) et $\sigma = 3.5$ (figure III.18(b)). Les courbes théoriques avec de différentes valeurs de coefficient de mélange $\delta(\gamma)$ sont présentées. La comparaison entre la courbe expérimentale (en rouge) et les courbes théoriques permet de choisir une courbe théorique qui est plus proche de la distribution angulaire expérimentale et de déterminer le coefficient de mélange $\delta(\gamma)$. Cette transition est une transition M1 mélangée avec une transition E2, le coefficient de mélange est compris entre 0.35 et 0.55⁷. Ce résultat représente une forte contrainte et les calculs théoriques sont en cours pour valider ou non une telle valeur dans le cadre de la

7. L'incertitude provient de l'estimation de l'erreur systématique sur σ .



(a)



(b)

FIGURE III.18 – La distribution angulaire de la transition inter-bande 390 keV ($8^- \rightarrow 7^-$). La distribution angulaire expérimentale (courbe en rouge) est comparée avec des courbes théoriques à différentes valeurs de coefficient de mélange $\delta(\gamma)$ et à deux valeurs de σ : (a) $\sigma = 3.0$ et (b) $\sigma = 3.5$. La courbe en bleu est la courbe théorique qui est plus proche de la courbe expérimentale.

symétrie tétraédrique.

III.5 Conclusions du chapitre

Dans ce chapitre on a présenté les résultats de l'analyse d'une première expérience de la collaboration TetraNuc pour chercher la symétrie tétraédrique dans le noyau ^{156}Gd . Cette recherche a consisté à étudier précisément deux bandes de parité négative à spin pair et impair du noyau ^{156}Gd dont celle de spin impair semble être une des structures candidates pour mettre en évidence l'existence d'une symétrie tétraédrique.

Les deux systèmes d'acquisition TDR et TNT ont été utilisés en parallèle pour la première fois dans cette expérience pour traiter les données issues de JUROGAM. Une étude a permis d'illustrer les points forts et les points faibles de chacun des systèmes et a montré la nécessité de nouveaux réglages pour les cartes TNT en ce qui concerne la partie CFD.

De nouvelles transitions inter-bandes entre les deux bandes de parité négative ont été déterminées à savoir 538 keV ($12^- \rightarrow 11^-$), 469 keV ($10^- \rightarrow 9^-$), 390 keV ($8^- \rightarrow 7^-$), leur intensités relatives ont également été établies. Ces transitions inter-bandes sont très importantes car elles permettent de confirmer le placement des états 5^- , 7^- et 9^- attribués à la bande rotationnelle en s'appuyant sur le loi liant les énergies d'excitation (loi en $I(I+1)$, voir section I-2.5). Pour la bande de parité négative à spin impair, les transitions intra-bandes E2 n'ont pas été observées pour les états à bas spin ($I^\pi < 9^-$). La transition 402 keV ($11^- \rightarrow 9^-$) ne peut pas être confirmée à cause de la contamination due à la bande de parité négative à spin pair. Pour la bande de parité négative à spin pair, les transitions intra-bandes E2 n'ont pas été observées pour les états avec un spin $I^\pi < 4^-$. L'absence des transitions intra-bandes et inter-bande associées à l'état de spin $I^\pi = 2^-$ a confirmé que l'existence de cet état est peu probable. L'absence des transitions intra-bandes E2 à bas spin de la bande de parité négative à spin impair, suggérée dans les expériences précédentes, est ainsi confirmée avec un système de détection, JUROGAM, ayant un pouvoir de résolution plus grand ce qui renforce les indices associés à la présence d'une symétrie tétraédrique.

Dans cette analyse, le rapport d'embranchement est déterminé pour les deux bandes de parité négative avec des résultats compatibles aux expériences précédentes en ajoutant des limites supérieures pour les transitions de spin les plus basses. Des mesures de distributions angulaires ont permis de déterminer la nature d'une des nouvelles transitions, la transition 390 keV ($8^- \rightarrow 7^-$), qui, compte tenu de la parité identique des états initiaux et finaux, est assignée à une transition M1+E2 avec un coefficient de mélange $\delta(\gamma) \approx (0.35 - 0.55)$.

Les résultats de cette analyse nous permettent de confirmer l'existence de signatures de la symétrie tétraédrique dans le noyau ^{156}Gd comme prévues par la théorie. Si ces

mêmes calculs reproduisent la valeur du coefficient de mélange obtenue par distribution angulaire, nous aurons alors un indice supplémentaire fort qui plaidera en faveur d'une interprétation en termes de bandes de rotation bâties sur une forme ayant une symétrie tétraédrique.

Conclusions et perspectives

Ce mémoire de thèse s’organise principalement autour de deux études dans le domaine de la spectroscopie γ expérimentale.

Le premier travail présenté a été réalisé dans le cadre d’une collaboration Européenne pour le développement d’un nouveau spectromètre γ , le multi-détecteur AGATA. Des simulations ont été faites pour déterminer ses possibilités et les comparer à un multi-détecteur plus conventionnel : EUROBALL. Deux configurations du démonstrateur AGATA ont été envisagées pour lesquelles les 15 cristaux sont placés à 14 cm et 23.5 cm. La simulation avec des sources simples d’événements montre de meilleures performances du démonstrateur AGATA en ce qui concerne la résolution en énergie et le rapport Pic/Total. Ces deux caractéristiques ne sont que très peu dégradées lorsque le démonstrateur AGATA est placé à 14 cm de la cible plutôt que pour sa distance nominale de 23.5 cm. EUROBALL conserve néanmoins une couverture angulaire plus importante et ainsi une efficacité photopique supérieure.

La simulation avec des événements réalistes a été faite pour les deux multi-détecteurs afin de comparer leur performance pour la recherche de structures de très faible intensité. Deux types de réactions de fusion - évaporation, symétrique et asymétrique, ont été testés. A chaque fois, les spectres conditionnés sont construits, à partir d’une matrice $\gamma - \gamma$, pour retrouver les transitions de la bande superdéformée du noyau ^{152}Dy . Cette étude montre qu’il est possible, avec le démonstrateur AGATA au plus près de la cible (14 cm), d’envisager la recherche d’événements rares ($\sim 1\%$ de la voie de réaction). On peut de plus s’appuyer, sans perte de pouvoir de résolution notable, sur des réactions favorisant ce phénomène rare comme c’est le cas pour la superdéformation mieux peuplée avec un couple cible - faisceau symétrique (dans la région de masse $A = 150$).

Une telle expérience serait un test important pour évaluer les performances réelles du démonstrateur et voir si le cahier des charges est rempli. Dans notre étude, EUROBALL conserve une efficacité photopique plus grande et une couverture angulaire plus importante. Il détecte ainsi des événements de plus haut “fold”. D’ailleurs, on a montré que même à la distance de 14 cm, les coïncidences triples sont très peu probables avec le démonstrateur AGATA. Il serait intéressant de poursuivre l’étude pour déterminer à partir de quelle configuration AGATA devient supérieur quelque soit le “fold”.

La deuxième étude proposée dans ce mémoire de thèse concerne la recherche expéri-

mentale de la symétrie tétraédrique dans le noyau ^{156}Gd . Les données de la première expérience réalisée auprès de JUROGAM par la collaboration TetraNuc, en utilisant la réaction de fusion - évaporation $^{154}\text{Sm}(\alpha, 2n)^{156}\text{Gd}$, ont été analysées. L'analyse consiste en une spectroscopie γ fine et détaillée de deux bandes de parité négative (spin pair et impair) du noyau ^{156}Gd interprétées, avant cette expérience, comme des bandes rotationnelles bâties sur une vibration octupolaire.

Les rapports d'embranchement ont été déterminés et confirment des études antérieures. Il existe une différence de deux ordres de grandeur entre ces deux bandes de parité négative. Certaines des limites supérieures du rapport d'embranchement à bas spin de la bande de parité négative à spin impair, qui n'ont pas pu être déterminées dans les expériences précédentes à cause de la limite du système de détection, ont été établies avec nos données.

L'absence des transitions intra-bandes E2 à bas spin ($I^\pi < 9^-$) dans la bande de parité négative à spin impair a été confirmée avec un spectromètre γ dont le pouvoir de résolution est beaucoup plus grand que les systèmes de détection utilisés pour les études précédentes. En effet, au mieux seuls les événements d'ordre de coïncidence deux étaient accessibles avec une statistique moins conséquente.

Dans nos données, grâce aux coïncidences triples $\gamma - \gamma - \gamma$, de nouvelles transitions inter-bandes entre les deux bandes de parité négative ont été observées complétant ainsi la partie du schéma de niveaux du noyau ^{156}Gd qui nous intéresse plus particulièrement car elle est liée à la symétrie tétraédrique dans ce noyau. La mesure de la distribution angulaire a été faite pour la transition inter-bande 389.6 keV ($8^- \rightarrow 7^-$). Le résultat a montré que cette transition est un mélange d'une transition M1 et une transition E2 avec un coefficient de mélange $\delta(\gamma) \approx (0.35 - 0.55)$.

Le résultat de cette analyse a renforcé les signes suggérant la présence de la symétrie tétraédrique dans le noyau ^{156}Gd . Des calculs théoriques basés sur une telle configuration sont en cours pour reproduire les valeurs expérimentales des rapports d'embranchements et la nature de la nouvelle transition trouvée.

Après cette expérience, une autre expérience a été effectuée par la collaboration TetraNuc à Legnaro avec le multi-détecteur GASP, sur le noyau ^{156}Gd en utilisant l'excitation Coulombienne. Les rapports d'embranchement de la bande de parité négative à spin impair [Singh09] déterminés dans cette expérience sont comparables dans les barres d'erreurs avec les nôtres. Ce résultat consolide ce que nous avons établi et démontre qu'il n'y a pas de biais dus à la réaction ou aux dispositifs expérimentaux. Actuellement, les données sont utilisées pour alimenter le code GOSIA, ce qui devrait permettre de vérifier si la bande supposée tétraédrique possède ou non un moment quadrupolaire.

En 2007, une autre expérience TetraNuc a été faite à Grenoble avec la réaction $^{155}\text{Gd}(n, \gamma)^{156}\text{Gd}$ pour mesurer directement le moment quadrupolaire et la durée de vie des premiers états de la bande de parité négative à spin impair. L'analyse des données

s'avère délicate car on se trouve à la limite[Jents09] du pouvoir de résolution de la technique. Dans une première analyse la durée de vie de l'état $I^\pi = 5^-$ a pu être mesurée ainsi qu'une limite supérieure du rapport d'embranchement. Donc, seule une limite supérieure du moment quadrupolaire ($Q_0 \sim 7eb$) a pu être fixée pour le moment quadrupolaire de cet état ce qui correspond à une limite supérieure pour la déformation ($\beta < 0.3$) légèrement plus faible que celle de la bande fondamentale ($\beta = 0.34$). Dès lors les deux explications sur la nature de cette bande restent possible : octupolaire vibrationnel ou tétraédrique.

Aux États-Unis, une expérience sur un autre candidat plausible pour la recherche de symétrie tétraédrique, le noyau ^{156}Dy , a été effectuée auprès de GAMMASPHERE et montre une tendance similaire à nos résultats quant aux valeurs de rapports d'embranchement[Riedi09].

La prochaine étape en ce qui concerne le programme expérimental est de mesurer directement la durée de vie des états susceptibles d'appartenir à une configuration tétraédrique : ceci sera fait aux États-Unis dans le noyau ^{156}Dy et en Europe dans la région des actinides (Uranium). La campagne de mesure n'en est probablement qu'au début et s'étendra dans le temps avant d'obtenir une image claire sur le rôle joué par la déformation tétraédrique dans les noyaux atomiques.

K. Zberek et ses collaborateurs[Zbere06, Zbere07, Zbere09] ont effectué des calculs incluant les corrélations d'appariement (approche Skyrme - HFBCS) et autorisant le couplage entre différentes déformations (méthode de la coordonnée génératrice GCM). Sans nier l'existence d'effets dus à une forme tétraédrique, ils soulignent néanmoins les problèmes pour extraire une signature expérimentale claire à spin zéro. Il est à noter cependant que ces calculs n'incluent pas le degré de liberté de rotation collectif.

Comme nous l'avons vu, les signes sont délicats à trouver et nous sommes souvent à la limite du pouvoir de résolution de l'appareillage. Dans notre expérience les transitions E2 du bas de la bande n'ont pas pu être observées : nous ne pouvons donc pas extraire de rapports d'embranchements pour les états considérés. Nous estimons que le dispositif expérimental nous a permis d'observer des transitions ayant une intensité relative I_γ de l'ordre de 10^{-4} . Il faudrait fortement baisser, pour espérer observer directement les transitions E2 manquantes, cette limite ce qui semble envisageable avec AGATA qui devrait avoir un pouvoir de résolution de plusieurs ordres de grandeurs supérieurs aux spectromètres γ actuels.

Bibliographie

- [Agacode] Sur [http ://agata.pd.infn.it/documents/simulations/agatacode.html](http://agata.pd.infn.it/documents/simulations/agatacode.html).
- [AgaCola] Sur [http ://www-wnt.gsi.de/agata/collaboration.htm](http://www-wnt.gsi.de/agata/collaboration.htm).
- [Anton02] M. Antony, Nuclide chart, Strasbourg, France, 2002.
- [Arnol06] L. Arnold *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **53** (2006), 723-728.
- [Bazza04] D. Bazzacco, Nucl. Phys. A **746** (2004), 248-254.
- [Beaus92] C. W. Beausang, Nucl. Instr. and Meth. A **313** (1992), 37.
- [Beck92] F. A. Beck, Prog. Part. Nucl. Phys. **28** (1992), 443.
- [Bohr52] A. Bohr, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. **26** (1952), 14.
- [Bohr53] A. Bohr et B. R. Mottelson, K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat.-Fys. Medd. **27** (1953).
- [Bohr69] A. Bohr et B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, W. A. Benjamin, Inc., New York, 1969.
- [Brun97] R. Brun, Nucl. Inst. and Meth. A **389** (1997), 81-86.
- [Chadw32] J. Chadwick, Nature **129**, **312** (1932).
- [Colem05] P. J. Coleman-Smith, IEEE Nucl. Sci. Sym. Cofrerence Record (2005).
- [Cosmo04] G. Cosmo, IEEE Nucl. Sci. Sym. Cofrerence Record **4** (2004), 2196-2198.
- [Cresp07] F. C. L. Crespi *et al.*, Nucl. Inst and Meth. A **570** (2007), 459-466.
- [Dress08] M. S. Dresselhaus, G. Dresselhaus et A. Jorio, *Group Theory : Application to the Physics of Condensed Matter*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2008.
- [Duchê99] G. Duchêne *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. A **432** (1999), 90-110.
- [Dudek81] J. Dudek *et al.*, Phys. Rev. C **23** (1981), 920.
- [Dudek02] J. Dudek, Phys. Rev. Lett. **88** (2002).
- [Dudek03] J. Dudek, Acta. Phys. Pol. B **34** (2003), 2491-2512.
- [Dudek06] J. Dudek, Phys. Rev. Lett. **97** (2006), 072501.
- [Dudek07a] J. Dudek, J. Mod. Phys. E **16** (2007), 516-532.

- [Dudek07b] J. Dudek, Acta. Phys. Pol. B **38** (2007), 1389-1402.
- [Dudek09] J. Dudek, Acta. Phys. Pol. B **40** (2009), 713-724.
- [Ebert08] J. Eberth et J. Simpson, Progress in Particle and Nuclear Physics **60** (2008), 283-337.
- [ENSDF] sur http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/browse_top.jsp.
- [Fano47] U. Fano, Phys. Rev. **71** (1947), 26-29.
- [Freck60] D. Freck et J. Wakefield, Nature **193** (1960), 669.
- [Gamware] Sur <http://agata.in2p3.fr/gw/doxy/>.
- [Harte93] W. G. Harter, *Principles of Symmetry, Dynamics, and Spectroscopy*, John Willey & Sons, inc., 1993.
- [Hass91] B. Hass, Ecole Joliot-Curie de physique nucléaire, 1991.
- [Heise32] W. Heisenberg, Z. Phys. **77** (1932).
- [Hill53] D. L. Hill et J. A. Wheeler, Phys. Rev. **89** (1953), 1102-1145.
- [Ingli54] D. R. Inglis, Phys. Rev. **96** (1954), 1059.
- [Jents09] M. Jentschel, Ill, communiucation privée, 2009.
- [Jurogam] Sur http://www.pd.inf.nit/~lenzi/jurogam_ii.pdf.
- [Klein29] O. Klein et Y. Nishina, Z. Phys. **52** (1929), 853.
- [Knoll02] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, Wiley, New York, 2002.
- [Konij81] J. Konijn *et al.*, Nucl. Phys. A **352** (1981), 191.
- [Krane73] K. S. Krane, Nucl. Data Tables **11** (1973), 407.
- [Lazar01] I. H. Lazarus *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. (2001).
- [Li94] X. Li et J. Dudek, Phys. Rev. C **94** (1994), 1250.
- [Liede78] R. M. Lieder et H. Ryde, Advance in Nucl. Phys. **10** (1978).
- [Lopez04] A. Lopez-Martns *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **533** (2004), 454-466.
- [Matsu93] M. Matsuo, Phys. Rev. Lett. **70** (1993), 2694.
- [Mayer49] M. G. Mayer, Phys. Rev. **75** (1949), 1969.
- [MIDAS] Sur <http://npg.dl.ac.uk/midas/base.html>.
- [Moszi91] M. Moszinski *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **380** (1991), 557.
- [Newto89] J. O. Newton, Contemporary Physics **4** (1989), 277.
- [Nilss55] S. G. Nilsson, Mat. Fys. Medd. **29** (1955), 16.
- [Olari06] A. Olariu *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **53** (2006).
- [Pell60] E. M. Pell, J. Appl. Phys. **31** (1960), 291.

- [Piot08] J. Piot, communication privée, 2008.
- [radware] Sur <http://radware.phy.ornl.gov/>.
- [Reich03] C. W. Reich, Nuclear Data Sheets **99** (2003), 753.
- [Riche07] M. Richer *et al.*, TNT2 digital pulse processor functionalities & tuc control software, IReS, 2007.
- [Riedi09] L. Riedinger, Univeristy of tennesy, communication privée, 2009.
- [Ring80] P. Ring et P. Schuck, *The nuclear many-body problem*, Springer-Verlag, New York, 1980.
- [Schun04] N. Schunck, J. Mod. Phys. E **13** (2004), 213-216.
- [Simps97] J. Simpson, Z. Phys. A **358** (1997), 139.
- [Simps05] J. Simpson, Acta. Phys. Pol. B **36** (2005), 1383-1393.
- [Simps08] J. Simpson *et al.*, Agata technical design report, 2008.
- [Singh09] R. P. Singh, Iuac new dehli, communication privée, 2009.
- [Smith92] G. Smith *et al.*, Phys. Rev. Lett. **68** (1992), 158.
- [Strut67] V. M. Strutinsky, Nucl. Phys. A **95** (1967), 420-442.
- [Strut68] V. M. Strutinsky, Nucl. Phys. A **122** (1968), 1-33.
- [Sugaw01] M. Sugawara, Nucl. Phys. A **686** (2001), 29-40.
- [TetraNu] Sur <http://www.iphc.cnrs.fr/formes-tetraedrales.html>.
- [Twin86] P. J. Twin *et al.*, Phys. Lett. **57** (1986), 811.
- [Weizs35] C. F. V. Weizsäcker, Z. Phys. **96** (1935), 431.
- [Woods54] R. D. Woods et D. S. Saxon, Phys. Rev. **95** (1954), 577.
- [XCOM] Sur <http://www.physics.nist.gov/physrefdata/xcom/text/xcom1.html>.
- [Zbere06] K. Zberecki *et al.*, Phys. Rev. C **74** (2006), 051302(R).
- [Zbere07] K. Zberecki *et al.*, Int. J. Mod. Phys. E **16** (2007), 533.
- [Zbere09] K. Zberecki *et al.*, Phys. Rev. C **79** (2009), 014319.

NOM : DOAN (avec précision du nom de jeune fille, le cas échéant) Prénom : Quang Tuyen		DATE DE SOUTENANCE 26 Novembre 2009
TITRE : Recherche de la symétrie tétraédrique dans le noyau ^{156}Gd par spectroscopie γ		
NATURE : DIPLOME DOCTEUR- DOCTORAT DOCTORAT DE DOCT. INGENIEUR D'ETAT DE 3ème CYCLE <input checked="" type="checkbox"/> X		Numéro d'ordre : 202-209 Spécialité : Physique Nucléaire
Code B. I. U. - Lyon : / et bis		CLASSE
<p>Des calculs théoriques utilisant la méthode de champ moyen ont suggéré l'existence des formes du noyau avec la symétrie tétraédrique et/ou octaédrique dans la région des terres rares au voisinage des noyaux ^{156}Gd et ^{160}Yb. Dans les noyaux avec une symétrie tétraédrique pure, des transitions intra-bande E2 à bas spin dans des bandes de parité négative disparaissent ou sont très faibles. Ce travail est dédié à une recherche expérimentale de la symétrie tétraédrique dans le noyau ^{156}Gd. Une expérience a été faite à Jyväskylä avec le multi-détecteur JUROGAM, sur la réaction de fusion - évaporation $^{154}\text{Sm}(\alpha, 2n)^{156}\text{Gd}$. L'analyse des données, a établi les rapports d'embranchement de deux bandes de parité négative et a permis, par distribution angulaire, de connaître la nature d'une nouvelle transition. Les rapports d'embranchement obtenus sont comparables avec ceux des expériences précédentes et quelques limites supérieures ont été déterminées. L'absence de transitions à bas spin ($I^\pi < 9^-$) dans la bande de parité négative à spin impair a été confirmée. Ces résultats ont renforcé l'hypothèse d'une symétrie tétraédrique dans le noyau ^{156}Gd.</p> <p>La spectroscopie γ est l'outil majeure utilisé dans ce travail. Les principes ainsi qu'une étude de simulation réaliste sont détaillés dans ce manuscrit. La simulation avec des événements réalistes a été faite pour comparer la fonction de réponse de deux types de multidétecteurs EUROBALL et AGATA. Les résultats montrent que sous certain conditions la phase démonstrateur d'AGATA peut être utilisée pour la recherche d'événements rares.</p>		
MOTS-CLES : Spectroscopie γ - Simulation - EUROBALL - AGATA - Superdéformation - Structure nucléaire - TetraNUC - Symmétrie tétraédrique - Analyse de données - le noyau ^{156}Gd		
Laboratoire de recherche : Institut de Physique Nucléaire de Lyon - Groupe Matière Nucléaire		
Directeur de recherche : Olivier STÉZOWSKI		
Président du jury : C. PETRACHE Composition du jury : D. CURIEN - D. DAVESNE - D. GUINET - A. KORICHI - C. PETRACHE - O. STÉZOWSKI		Nombre de page 138 pages

